

POTENTIELS EXPLOSIFS

ET

RIGIDITÉ DIÉLECTRIQUE DE L'AIR

Dr. ULRICH J. RAPPEL.



SUR LES
POTENTIELS EXPLOSIFS

ET LA
RIGIDITÉ DIÉLECTRIQUE DE L'AIR

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE FRIBOURG (SUISSE)

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Ulrich J. RAPPEL

de Chicago



FRIBOURG

IMPRIMERIE SAINT-PAUL

1909

A

Monsieur J. de Kowalski

Professeur de physique expérimentale
à la Faculté des Sciences de Fribourg (Suisse)

Directeur de l'Institut de physique

Hommage de reconnaissance et de respect.

Ce travail a été exécuté à l'Institut de physique de l'Université de Fribourg en Suisse, sur les conseils et sous la direction de M. le professeur J. de Kowalski.

Je prie M. le professeur J. de Kowalski d'agréer mes vifs remerciements pour le constant intérêt qu'il m'a porté pendant mes études et pour le précieux appui qu'il m'a prêté pendant mes recherches.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

INTRODUCTION



Les voltages nécessaires pour produire des étincelles de longueurs différentes et les phénomènes qui accompagnent la décharge disruptive ont longtemps occupé l'attention des physiciens. Avant 1860, plusieurs séries de mesures ont été faites pour déterminer les tensions qu'il faut pour produire une étincelle entre des électrodes séparées par une couche d'air. Ces premiers essais de Volta ¹, W. S. Harris ², P. T. Riess ³, M. Faraday ⁴, G. Belli ⁵, K. W. Knochenhauer ⁶, Ryke ⁷ et d'autres, n'ont guère qu'un intérêt historique. Les premières mesures de valeur scientifique ont été faites en 1860, sous la direction de William Thomson ⁸, le regretté Lord Kelvin.

Dans plusieurs séries d'expériences W. Thomson a déterminé les différences de potentiels qui produisaient des étincelles entre deux plaques parallèles dont l'une

¹ Coll. d. opere (2) 2. 20.

² Phil. Trans. 1834, p. 225.

³ Pog. An. 40, 1837, p. 333.

⁴ Exper. Res. 12 § 1381, 1480, 1493. (1838).

⁵ Bibl. Italiana 36, 1838 p. 280.

⁶ Pog. An. 58, p. 219, 1842.

⁷ Pog. An. 106, p. 411, 1859. — 107, p. 479, 1859.

⁸ Proc. Roy. Soc. April 12, 1860, « Reprint » p. 259.

était légèrement convexe. Pour mesurer ces voltages, il a employé d'abord l'électromètre absolu qu'il venait de construire, et ensuite un électromètre transportable à torsion. Ses chiffres le conduisent à une conclusion inattendue et très surprenante, à savoir qu'il faut une force électromotrice plus grande, par unité de longueur d'air, pour produire une étincelle à de petites distances qu'à de grandes. Aucun essai d'explication n'est donné. La longueur des étincelles mesurées varie de 0,001 à 0,06 de pouce (0,00254 à 0,1524 cm.). W. Thomson croyait qu'à des distances plus grandes la force électrostatique serait sensiblement constante. Il termine en disant qu'une batterie de 5510 éléments Daniell pourrait produire, à la pression atmosphérique ordinaire, une étincelle de 0,05 de pouce (0,127 cm.), entre deux surfaces métalliques légèrement convexes.

Depuis ces expériences classiques, les mesures du voltage des étincelles et les théories de la décharge disruptive se sont succédées avec une rapidité étonnante. Le compte rendu critique et complet de ce qui a paru sur ce sujet remplirait un volume. On trouvera dans l'excellent livre de J.-J. Thomson « *Conduction of Electricity through Gases* », 1906, la plus grande partie de la littérature sur le sujet.

Par conséquent, je préfère me limiter à détailler un peu les recherches très soignées de C. P. Steinmetz sur les tensions nécessaires pour produire des décharges disruptives entre des pointes, des sphères et des électrodes cylindriques. Son travail a paru sous le titre de « *Dielectric Strength of Air* » dans les « *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers* » vol. XV, p. 281, 1898.

Steinmetz donne les tables et les courbes des essais faits sur la longueur d'étincelle dans l'air, entre des

cylindres parallèles, des pointes aiguës et des sphères ayant les diamètres suivants en pouce : 0,25, 0,5, 1 et 2 (0,735, 1,27, 2,54, 5,08 cm.).

D'autres mesures relatent l'effet produit par l'introduction d'un conducteur sur le chemin de la décharge ou parallèlement à ce chemin.

Ces essais ont été faits avec un alternateur de 30 Kw. et quatre transformateurs de haute tension. La courbe de la force électromotrice du générateur était pratiquement sinusoïdale. Un moteur, à courant continu, d'ample capacité, faisait marcher le générateur.

La tension était modifiée en variant l'excitation du générateur, en changeant le rapport de transformation et en mettant en circuit une plus ou moins grande partie des transformateurs à haute tension.

Le voltage était mesuré dans le circuit primaire, c'est-à-dire à basse tension, avec un voltmètre Weston à courant alternatif et des transformateurs de tension de 10:1. Les voltmètres étaient calibrés avant et après chaque essai.

Steinmetz ne dit pas comment il a évalué la distance entre les électrodes. Je suppose qu'il a employé la méthode indiquée dans un mémoire publié par lui ¹ quelques années auparavant, c'est-à-dire en se servant des plaques de verre d'épaisseur préalablement déterminée avec une vis micrométrique.

Pour avoir une surface bien unie, il plongeait les électrodes dans une solution d'azotate mercurieux. Après l'immersion il les essuyait avec un morceau d'étoffe. On répétait la même opération après chaque décharge. Cette précaution avait pour effet de faire

¹ E. T. Z. XIV, p. 258, 1893.

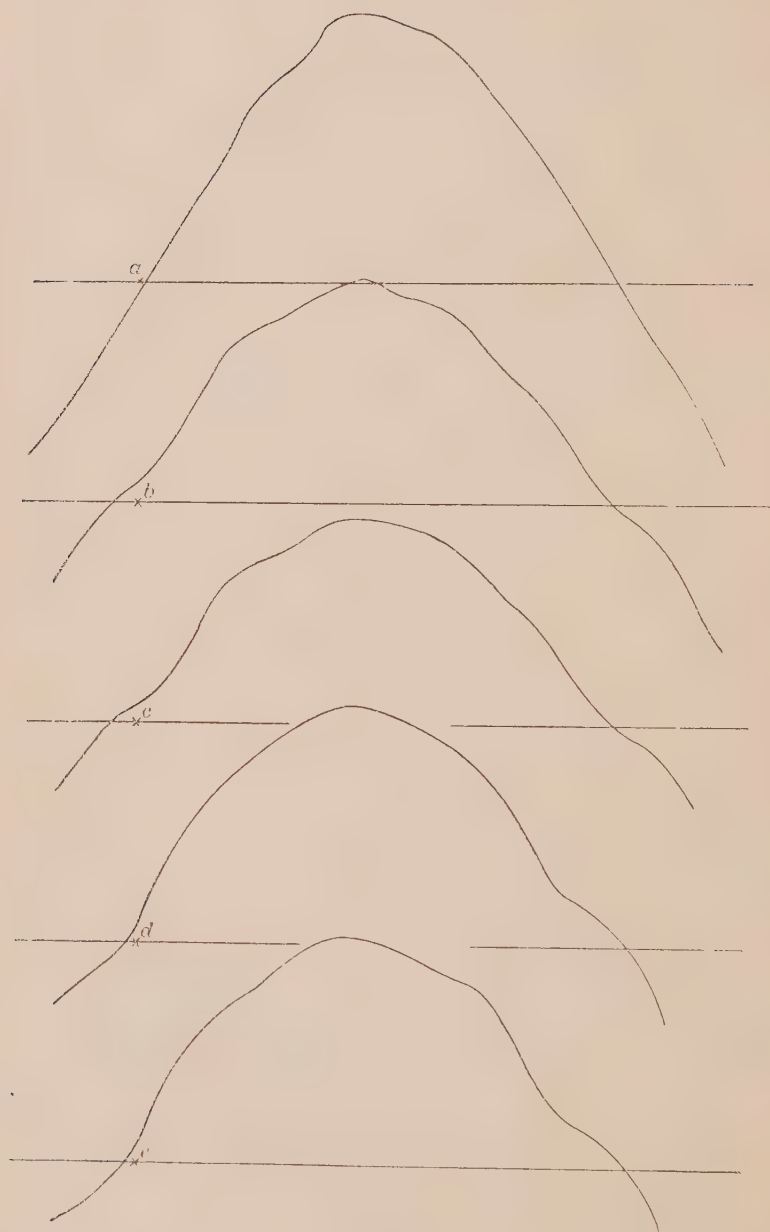


Fig. 1.

éclater l'étincelle toujours à la même tension pour une distance donnée.

Les courbes du voltage ont été obtenues en prenant des lectures instantanées.

La figure 1, extraite du mémoire du professeur Steinmetz, donne ces courbes de la tension.

a) Aux bornes du générateur à circuit ouvert.

b) Aux bornes du générateur, en circuit avec les transformateurs, mais sans avoir mis de condensateurs à l'huile dans le circuit de haute tension. Ces condensateurs étaient formés de douze plaques ayant chacune une surface d'environ 0,5 pied carré (464 cm²) et séparées par 0,75 pouce (1,905 cm) d'huile. Deux de ces condensateurs étaient employés en série.

c) Aux bornes des transformateurs de haute à basse tension, les condensateurs étant hors de circuit. Le générateur n'alimentait pas directement les transformateurs de haute tension mais par l'intermédiaire des transformateurs de haute à basse tension.

d) Aux bornes du générateur en circuit avec les transformateurs et avec les condensateurs à huile dans le circuit de décharge.

e) Aux bornes des transformateurs de haute à basse tension et avec les condensateurs dans le circuit.

Le rapport de la valeur maxima à la valeur efficace était, à 0,01 près, $1/\sqrt{2}$ c'est-à-dire le même que pour une tension sinusoïdale.

Des aigrettes étaient observées autour des électrodes quand la tension approchait du voltage explosif.

Dans la figure 2, également extraite du mémoire de Steinmetz, les courbes sont tracées ensembles pour permettre la comparaison. On y observe que les distances explosives entre des sphères de diamètres différents, diffèrent beaucoup pour les tensions intermé-

diaires mais semblent coïncider pour des tensions très hautes et très basses

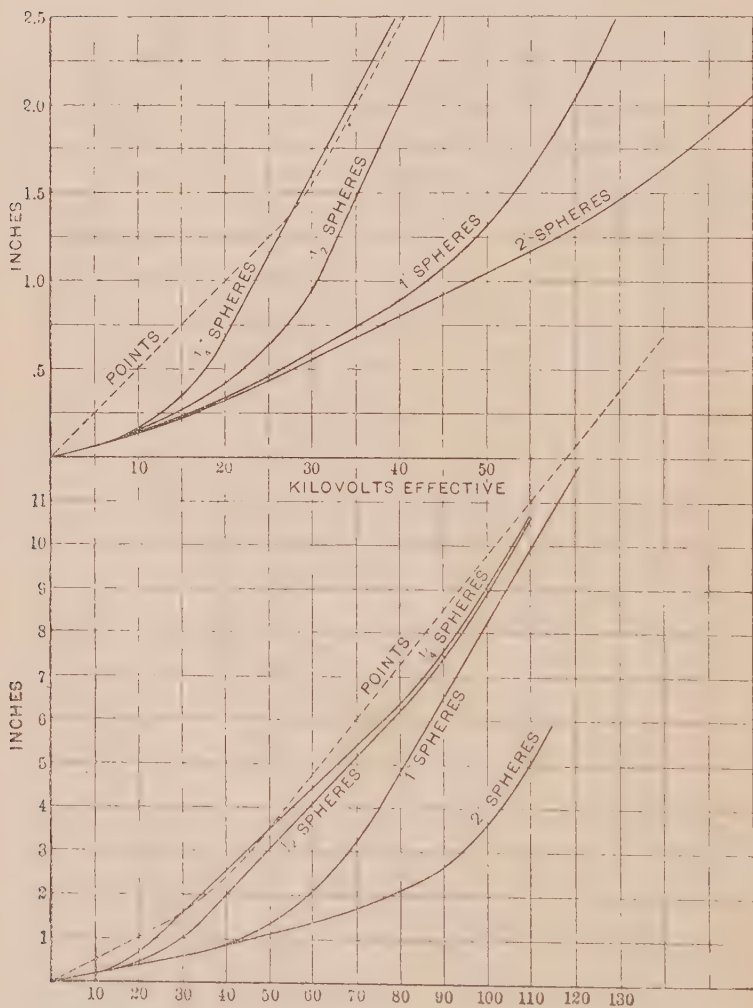


Fig. 2.

Vers la fin de son mémoire, Steinmetz dit qu'il n'a pu trouver aucune loi physique représentant d'une manière satisfaisante toutes les observations. Quelques-unes semblent établir l'existence d'une rigidité diélectrique de l'air, constante, analogue au coefficient de rupture de la mécanique. D'autres, particulièrement la hausse de tension explosive par des disques métalliques isolés placés sur le chemin de la décharge, semblent indiquer une contre force électromotrice de l'étincelle ou une résistance au passage de l'électrode à l'air.

Ces mesures de Steinmetz sont sans doute les plus exactes qui ont été publiées jusqu'à présent, au moins sur les potentiels des étincelles à courant alternatif. Néanmoins, une étude approfondie de ces mesures nous montre que, grâce surtout au progrès fait depuis dans la construction des appareils de mesure pour le courant alternatif, on pourrait peut-être arriver à plus d'exactitude. En outre, nous avons employé des électrodes beaucoup plus grandes.

Enfin toutes les valeurs des potentiels explosifs données par Steinmetz ont été déduites des mesures faites à basse tension, tandis que toutes les mesures de ce travail ont été prises dans le circuit même de la haute tension.

Une bibliographie assez complète jusqu'à 1900, se trouve à la fin.

PREMIÈRE PARTIE

...

CHAPITRE PREMIER

Méthode et Appareils

Le circuit a été monté comme l'indique le schéma fig. 3. B représente une batterie d'accumulateurs

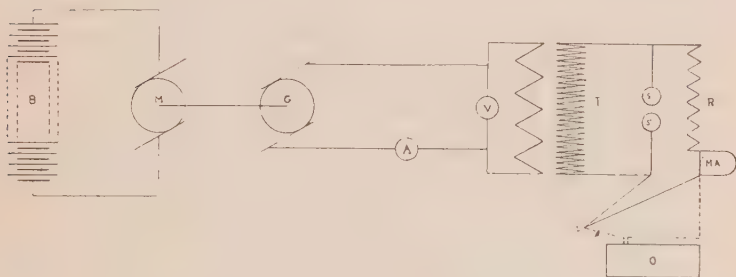


Fig. 3.

capable de donner une tension de 110 à 130 volts. M est un moteur de 3,5 HP à courant continu. Des rhéostats convenables étaient mis dans le circuit de l'induit et de l'excitation pour régler la vitesse à volonté.

Un générateur monophasé de 3,5 HP spécialement construit pour le laboratoire par la « Compagnie de

l'Industrie électrique et mécanique » de Genève, est directement accouplé avec le moteur. La courbe de la tension est presque sinusoïdale comme l'indique un oscillogramme pris à circuit ouvert, fig. 4.

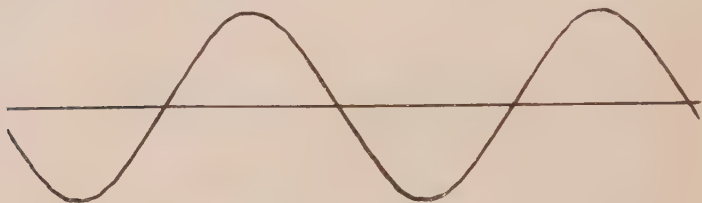


Fig. 4.

Le courant du générateur traversait un rhéostat et passait dans un transformateur à haute tension (T) de 3,5 Kw. construit par Brown, Boveri et Cie de Baden (Suisse). Le rapport de transformation indiqué sur l'appareil est de 70 à 50,000 volts.

V et A indiquent respectivement un voltmètre et un ampèremètre. Ces appareils ne servaient que pour s'orienter et non pour les mesures.

Les bornes de la haute tension étaient connectées à un déchargeur dont la fig. 5 reproduit la photographie. Cet appareil a été construit d'après les données de M. le professeur Dr J. de Kowalski et spécialement en vue de ces expériences par la « Société genevoise pour la construction d'instruments de physique ».

Le socle de l'appareil est formé par une carcasse en fonte. Deux colonnes en marbre portent les électrodes.

L'une des deux colonnes est isolée sur un bloc d'ébonite boulonné à la carcasse en fonte. L'autre colonne est également isolée par un bloc d'ébonite mais ce dernier est boulonné sur une pièce se déplaçant horizontalement au moyen d'une longue vis travaillée avec



beaucoup de soin. Le pas de vis est garanti par les constructeurs au centième de mm près. Parallèlement à la vis se trouve une échelle divisée en mm. Le long de cette échelle, et attachée à la colonne mobile, glisse une plaque de laiton, munie d'un trait qui permet de repérer la position de la colonne.

L'extrémité libre de la vis porte un cercle gradué dont la circonférence est divisée en 100 parties égales. Moyennant ce cercle et un vernier attaché à la carcasse, on peut lire les distances exactement à un 0,01 de mm et on peut facilement les estimer à un 0,001 de mm.

Jusqu'ici le déchargeur ne présente rien de bien spécial. Ce n'est qu'un déchargeur micrométrique construit sur une grande échelle. Ce qu'il y a de particulier se trouve représenté à droite de la fig. 5. C'est un cylindre d'ébonite de 85 cm de longueur et de 4 cm de diamètre, dont l'un des bouts est relié à la vis du déchargeur par un joint universel et l'autre est fixé à un tube de laiton de même longueur. Ce tube porte à son extrémité un cercle gradué et une manivelle en ébonite permettant d'actionner la vis. Le cercle est divisé en cent parties ; le vernier est fixé au support commun du cylindre en ébonite et du tuyau en laiton.

Dans les déterminations des voltages correspondant à des étincelles de longueurs différentes, au moins pour la haute tension, les expérimentateurs qui nous ont précédé s'y prenaient de la manière suivante. Ils écartaient les électrodes à une distance connue, puis élevaient la tension lentement jusqu'à ce que l'étincelle jaillît. Par contre, dans les déterminations qui font l'objet de ce travail, nous avons procédé inversement. Nous élevions la tension des électrodes à une valeur donnée et nous la maintenions constante. Ensuite, moyennant la tige d'ébonite nous approchions les

électrodes très lentement jusqu'à ce que l'étincelle passa.

Après cette description du déchargeur, revenons à l'arrangement général du circuit. L'une des électrodes sphériques (S') était mise directement à la terre (E) par un gros fil de cuivre soudé à une conduite d'eau. L'autre électrode (S) communiquait avec des résistances de haute tension (R) spécialement construites et calibrées à cet effet. Ces résistances ont une self-induction et une capacité si petite qu'on peut les négliger. La borne libre de ces résistances, connectées en série, était attachée à l'une des bornes d'un milliampèremètre de précision à courant continu et alternatif (M A) allant jusqu'à 30 milliampères.

L'autre borne du milliampèremètre était mise à la terre sauf pour le relevé des oscillogrammes. Dans ce cas le courant traversait l'oscillographe (O) pour aller après à la terre. (Voir la ligne pointillée dans le schéma du circuit.)

Entre les divisions 10 et 27, l'échelle du milliampèremètre était très ouverte et l'on pouvait sans difficulté faire des lectures exactes à un 0,01 de milliampère. Cette région de l'échelle a été employée exclusivement.

Au cours de ces mesures, l'appareil a été calibré plusieurs fois de la manière suivante. On connectait le milliampèremètre en série avec une résistance calibrée et capable de porter un courant de 30 milliampères sans s'échauffer d'une manière appréciable. On mesurait la chute de tension aux bornes de cette résistance par la méthode de compensation de Poggendorf. En divisant le nombre de volts ainsi trouvés par le nombre d'ohms de la résistance calibrée on avait très exactement le courant que le milliampèremètre devait indiquer.

Puisqu'on avait calibré le milliampèremètre avec du

courant continu on s'est servi d'un commutateur pour renverser le courant et on a pris la moyenne des deux déviations.

L'élément normal Weston employé dans la méthode de compensation porte un certificat de la « Physikalisch-Technische Reichsanstalt » de Charlottenburg. On l'a en outre contrôlé avec un élément normal Clark qui, lui aussi, portait un certificat de la Reichsanstalt ainsi que les résistances employées. Avant de mettre l'élément Weston calibré en circuit, on établissait l'équilibre avec un élément Weston fabriqué au laboratoire et ensuite seulement on introduisait l'autre. Par conséquent, l'étalon, pratiquement, ne recevait aucun courant.

On a utilisé dix boîtes de résistance de haute tension avec les résistances suivantes en ohms.

Boîte	N ^o	1	—	100000	ohms
»	N ^o	2	—	100000	»
»	N ^o	3	—	100000	»
»	N ^o	4	—	142000	»
»	N ^o	5	—	142000	»
»	N ^o	6	—	142000	»
»	N ^o	7	—	143000	»
»	N ^o	8	—	143800	»
»	N ^o	9	—	143000	»
»	N ^o	10	—	143000	»

Ce qui donne en tout 1298800 ohms.

Ces résistances aussi bien que le milliampèremètre ont été livrées par la maison Siemens et Halske, de Berlin.

Pour supprimer le retard dans la décharge, étudié par Warburg ¹, les électrodes étaient exposées aux

¹ Ann. der Physik (4), 18, p. 128, 1905.

radiations ultra-violettes d'une lampe à arc munie d'un miroir parabolique.

La lampe était placée à une distance fixe d'environ 3,5 mètres du déchargeur.

Une vue d'ensemble de toute l'installation est donnée par la photographie reproduite dans la figure 6.

Les sphères employées comme électrodes ont été faites sur commande et avec beaucoup de soin par la « Société genevoise pour la construction d'instruments de physique ». Ont été employées cinq paires de sphères en cuivre avec les diamètres suivants : 2, 10, 15, 20 et 30 cm, et une paire en laiton ayant un diamètre de 3,85 cm. Les diamètres des grandes sphères ont été déterminés avec un cathétomètre, ceux des petites avec une vis micrométrique.

Avant de commencer une série de décharges on frottait les électrodes avec une feuille de papier d'émeri de la plus fine qualité et déjà bien usée. Ensuite on les essuyait avec un morceau d'étoffe.

Dans les déterminations des voltages explosifs, les deux premières paires de sphères ont été frottées et essuyées et le point de contact vérifié après chaque décharge. L'on s'est rendu compte qu'il n'était pas nécessaire de nettoyer les électrodes et de déterminer le point de contact si souvent. Par conséquent, à partir de là, on ne l'a fait qu'après chaque série de trois ou quatre décharges.

D'une manière habituelle, le circuit était ouvert moyennant un grand interrupteur à deux pôles, dès que l'étincelle avait jailli. Si le courant n'avait pu être interrompu tout de suite on nettoyait les électrodes et l'on déterminait le point de contact de nouveau.

Plusieurs méthodes ont été employées pour déterminer ce point de contact des sphères. Mais la méthode

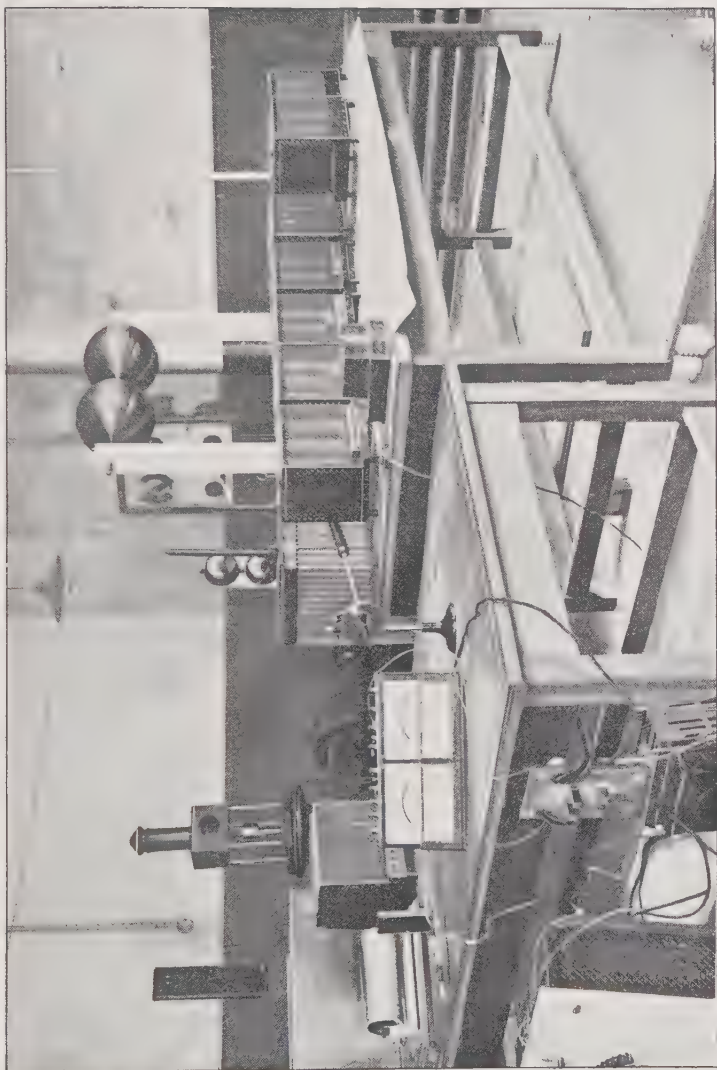


Fig. 6.

de beaucoup la plus commode et la plus exacte, est celle du téléphone. On mettait en série avec les électrodes un téléphone et une batterie de deux accumulateurs. Quand les électrodes avaient été bien nettoyées le téléphone donnait un « clic » très net dès que les sphères se touchaient. A plusieurs reprises on a écarté et rapproché les électrodes dix fois de suite, et on a trouvé chaque fois exactement le même point de contact.

La pression barométrique et la température étaient lues après chaque groupe de 3 à 5 décharges. Pour déterminer la pression on s'est servi d'un baromètre anéroïde calibré.

La fréquence du courant alternatif était maintenue aussi constante que possible en gardant à environ 1000 par minute le nombre de tours du générateur. Puisque l'alternateur avait quatre pôles, cela nous donnait une fréquence de 33 périodes. Cette fréquence est pratiquement dans les limites des fréquences étudiées par C. P. Steinmetz et ne comporte que des variations pour lesquelles il n'a trouvé aucune influence sur le voltage explosif.

Evidemment, l'intensité efficace en ampères dans le circuit de haute tension, multipliée par le nombre d'ohms, nous donne la valeur efficace du voltage, tandis que la rupture du diélectrique a lieu dès que la valeur maxima du voltage a atteint la tension explosive. Pour passer d'une valeur à l'autre on a pris des oscillogrammes dans le circuit à haute tension.

L'oscillographe employé est l'un des nouveaux modèles de la maison Siemens et Halske. Il se compose essentiellement de deux galvanomètres Desprez d'Arsonval, d'une lampe à arc réglable, de dispositifs pour observer les courbes à l'œil ou les fixer photographiquement, et d'un moteur synchrone.

Par suite de leur très faible inertie et de leur haute périodicité (fréquence de 6000 par seconde) les galvanomètres sont capables de suivre les moindres fluctuations du courant alternatif. Le poids des pièces oscillantes dans un galvanomètre n'atteint pas 0,5 d'un milligramme. La surface du miroir est moindre qu'un mm^2 .

On a pris des oscillogrammes pour chaque paire de sphères et avec 2,3, etc., jusqu'à dix boîtes de résistance dans le circuit secondaire.

Par exemple on mettait deux boîtes de résistance dans le circuit de haute tension. Ensuite on approchait lentement les électrodes jusqu'à ce que l'étincelle jaillit. Après cela on interrompait le circuit et l'on écartait les électrodes un peu pour que l'étincelle ne passe plus pour la même tension. Alors on fermait le circuit et l'on prenait l'oscillogramme. On répétait le même procédé avec 3, 4, etc., jusqu'à 10 boîtes. On lisait le courant, qui passait par l'oscillographe, au milliampèremètre au moment où l'on prenait l'oscillogramme.

Afin de montrer la méthode suivie dans la mesure des voltages nécessaires pour faire jaillir une étincelle, on détaillera une expérience.

Tout d'abord, le générateur était mis en marche à la vitesse normale, mais avec une très faible excitation, réglable dans des grandes limites moyennant une résistance qui se trouvait au tableau de distribution. Cela nous donnait, par exemple, 30 volts à circuit ouvert. Alors on fermait l'interrupteur qui réunissait l'alternateur au transformateur et l'on réglait le rhéostat dans le circuit primaire pour avoir une différence de potentiel d'environ 3 volts aux bornes primaires du transformateur. Puisque le rapport de transformation est 714 cela nous donne 2140 volts dans le circuit

secondaire. Par conséquent, les deux premières boîtes de résistance, chacune de 100,000 ohms, suffisaient pour réduire les 2140 volts, de sorte qu'il n'y ait au milliampermètre qu'une déviation d'environ 10 divisions de l'échelle. Soit dit en passant, le milliampermètre restait absolument tranquille sauf si un autre expérimentateur de notre laboratoire faisait débiter par la batterie un courant fort et intermittent. Cela n'est arrivé qu'une fois et alors on a attendu la fin de l'irrégularité.

Ensuite on rapprochait les électrodes un peu rapidement avec la manivelle en ébonite jusqu'à ce que l'étincelle jaillit. On observait son passage et par le bruit d'éclatement et par la chute subite de l'aiguille du milliampermètre. Dès que l'étincelle passait on interrompait le courant. Ainsi l'on savait à peu près, à quelle division du cadre l'étincelle éclaterait, et on la notait. Après cet essai préliminaire, les électrodes étaient écartées de deux mm de plus que la distance explosive comme précaution contre la self-induction à la fermeture, et, avant de fermer le courant de nouveau, on les essuyait. Ayant fermé l'interrupteur on rapprochait les sphères doucement et quand on s'approchait de la division à laquelle l'étincelle avait jailli on tournait la manivelle aussi lentement que possible. Pendant tout ce temps on observait l'aiguille du milliampermètre. Quand l'étincelle avait passé, on interrompait brusquement le courant et l'on notait toutes les lectures : la distance entre les électrodes, le nombre de milliampères, la pression barométrique, la température. Pour chaque valeur donnée dans les tables on répétait ces opérations de 3 à 6 fois. Souvent pour les trois décharges d'une série, on avait identiquement les mêmes divisions au milliampermètre et au déchargeur.

Ensuite on élevait la tension primaire, chaque fois d'environ 3 volts, et à chaque étape on opérait de même.

Tous les calculs dans ce travail, à l'exception de ceux concernant le rapport entre la valeur maxima et la valeur efficace, ont été faits avec une machine à calculer de la maison Elliott Brothers, Londres.

Dans l'exécution de la partie expérimentale de ce travail, j'ai été assisté par M. N. Stöckli, docteur ès sciences, d'abord, et après son départ, par M. R. Gautreau, ingénieur de l'Ecole Centrale. Je profite de cette occasion pour leur offrir mes remerciements les plus sincères.

CHAPITRE II

Détermination du rapport de la valeur maxima à la valeur efficace

Les oscillogrammes reproduits ci-dessous ont été pris comme on l'a détaillé dans le paragraphe précédent.

Parmi plus de cinquante oscillogrammes relevés, on a choisi, plus ou moins au hasard, ceux des figures 7 à 12, parce que la forme des courbes est presque toujours la même.

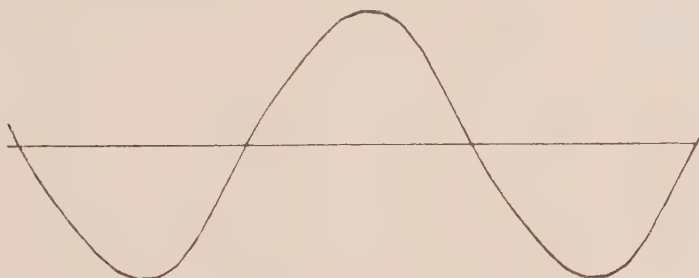


Fig. 7. Sphères de 2 cm. 2 boîtes de résistance.

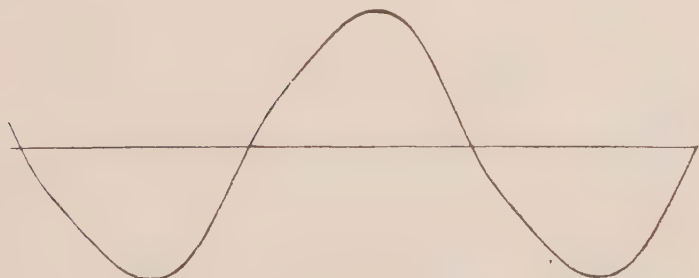


Fig. 8. Sphères de 2 cm. 5 boîtes de résistance.

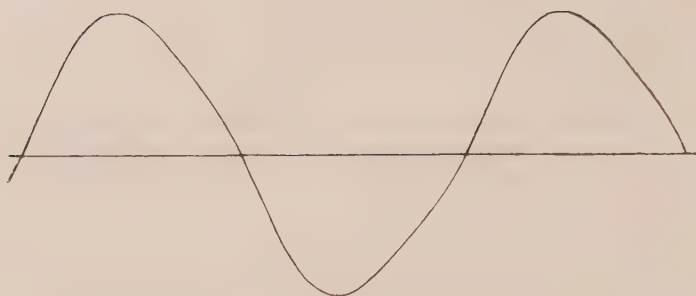


Fig. 9. Sphères de 15 cm. 6 boîtes de résistance.



Fig. 10. Sphères de 20 cm. 3 boîtes de résistance.

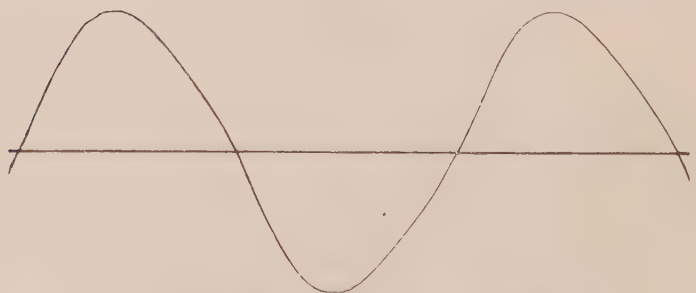


Fig. 11. Sphères de 20 cm. 7 boîtes de résistance.

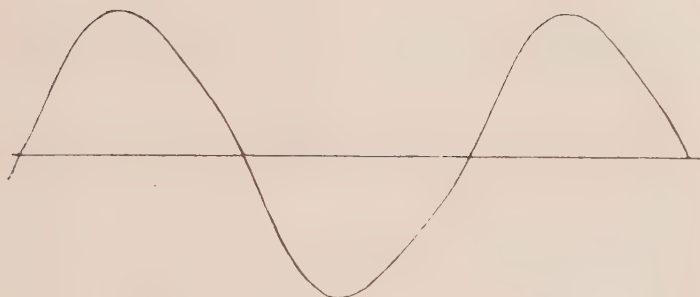


Fig. 12. Sphères de 20 cm. 8 boîtes de résistance.

Pour trouver le rapport entre la valeur maxima et la valeur efficace on peut employer la méthode graphique de Fleming. Comme cette méthode n'est donnée que dans très peu de livres traitant du courant alternatif ou d'électrotechnique, on a cru utile de la reproduire ici ¹.

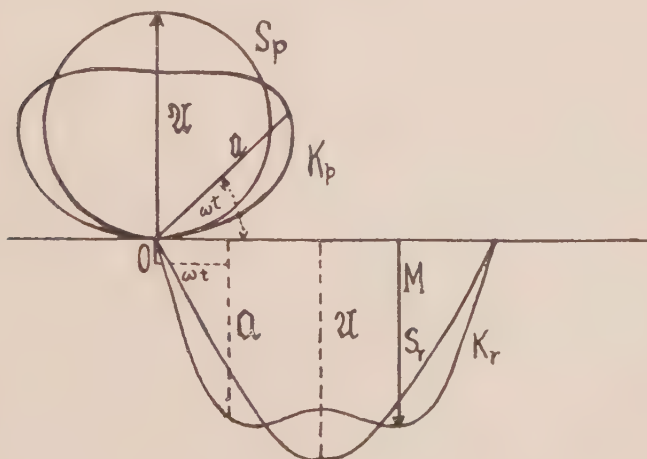


Fig. 13.

¹ K. Zickler « Lehrbuch, der allgemeinen Elektrotechnik », vol. I, p. 21 (1906).

On suppose donnée la courbe périodique Kr en coordonnées rectangulaires. On en construit la courbe polaire Kp. Pour cela, représentons les valeurs instantanées a par des vecteurs ayant leur origine en O et faisant avec l'axe horizontale les angles correspondants à ωt ; en joignant les extrémités de ces vecteurs on obtient la courbe polaire. Ensuite au moyen d'un planimètre cherchons l'aire de cette courbe et construisons un cercle de diamètre $\mathfrak{U}$ ayant même aire. Ce cercle pourra être regardé comme la courbe polaire de la sinusoïde équivalente à la courbe périodique donnée; la valeur efficace correspondant à cette courbe est $\frac{\mathfrak{U}}{\sqrt{2}}$.

En effet, l'aire de la courbe polaire Kp est donnée par

$$\int_0^{2\pi} \frac{a^2}{2} d\omega t = \frac{\pi}{T} \int_0^T \frac{a^2}{2} dt$$

car $\omega = \frac{2\pi}{T}$; ω étant la pulsation, T la période.

En égalant cette aire à l'aire du cercle de diamètre $\mathfrak{U}$,

il vient
$$\frac{\mathfrak{U}^2 \pi}{4} = \frac{\pi}{T} \int_0^T \frac{a^2}{2} dt$$

ou
$$\frac{\mathfrak{U}}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T a^2 dt}$$

ce qui est par définition, la valeur efficace. Si M est la

valeur maxima de la courbe périodique on trouve comme rapport des deux valeurs,

$$\frac{M}{11} = \frac{M}{0,707 \, 11 \sqrt{2}}$$

Cette méthode de Fleming est sans doute très élégante mais difficile et ennuyeuse à appliquer avec précision ; car il faut mesurer et construire un nombre considérable d'angles, mesurer les valeurs instantanées, et chercher l'aire de la courbe polaire équivalente.

Pour ces raisons nous avons employé de préférence la méthode suivante qui résulte directement de la définition même de la valeur efficace.

La valeur efficace Y , d'une fonction périodique quelconque y s'obtient en généralisant la formule qui vaut pour le courant sinusoïdal ¹.

$$Y^2 = \frac{1}{T} \int_0^T y^2 dt$$

Par conséquent, le carré de la valeur efficace d'une fonction périodique quelconque est égal à la valeur moyenne, pendant une période, du carré de la fonction donnée.

Il est évident que dans le cas où la période est décomposable en deux demi-périodes, égales en valeur mais de signes opposés (ce qui est notre cas) on peut écrire :

$$Y^2 = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} y^2 dt.$$

¹ P. Janet. *Leçons d'électrotechnique générale*, vol. II, p. 12 (1905).

Dans les applications numériques cette équation devient,

$$Y = \sqrt{\frac{1}{X} (Y_1^2 + Y_2^2 + \dots + Y_n^2)}$$

Voici maintenant les calculs détaillés pour un oscillogramme pris avec des sphères de 2 cm et avec trois boîtes de résistance dans le circuit à haute tension.

La demi-période était divisée en 27 tranches verticales, de même largeur. On mesurait l'ordonnée du milieu de chaque tranche et l'on appliquait la formule ci-dessus.

Les courbes ont été décalquées sur du papier millimétré. Pour lire les hauteurs avec plus de précision on s'est servi d'une loupe.

La table suivante donne les coordonnées du milieu des tranches et leur carré. Les rapports entre la valeur maxima et la valeur efficace donnée dans la table suivante, ont été obtenus exactement de la même manière.

1	1,4	1,96
2	4,8	23,04
3	8,2	67,24
4	11,4	129,96
5	14,7	216,09
6	17,3	299,29
7	20,1	404,01
8	22,7	515,29
9	25,3	640,09
10	27,6	761,76
11	29,7	882,09
12	31,4	985,96
13	33,2	1102,24
14	34,2	1169,64
15	34,6	1197,16

16	34,7	1204,09
17	34,2	1169,64
18	33,1	1095,61
19	31,4	985,96
20	28,2	795,24
21	26,5	702,25
22	23,1	533,61
23	19,1	364,81
24	15,0	225,00
25	10,6	112,36
26	6,4	40,96
27	2,0	4,00

Somme 15629,35

$$\sqrt{\frac{1}{27} \cdot (15629,35)} = 24,059$$

ordonnée maxima = 34,7

$$\frac{\text{maximum}}{\text{efficace}} = \frac{34,7}{24,059} = 1,442$$

Table 1.

Diamètre des sphères en cm.	Nombre de boîtes de résistance	Rapport	Rapport moyen
2 	3	1,442	1,44
	6	1,439	
	7	1,438	
	9	1,439	
3,85	3	1,44	1,44
	5	1,443	
	7	1,441	
	9	1,437	
10	4	1,43	1,43
	6	1,432	
	8	1,43	
	10	1,431	
15	3	1,432	1,43
	4	1,43	
	6	1,429	
	8	1,429	
	9	1,43	
20	3	1,432	1,43
	6	1,428	
	7	1,43	
	8	1,431	
30	2	1,432	1,43
	3	1,429	
	5	1,428	
	6	1,433	

CHAPITRE III

Tables et courbes des potentiels explosifs

Dans ce chapitre nous donnons les tables de longueur d'étincelles avec les voltages correspondants, efficaces et maximum.

Chaque valeur donnée dans les tables est la moyenne de trois à six décharges.

Chaque table est suivie de la courbe correspondante. Toutefois on n'a tracé les courbes qu'avec la valeur efficace puisque, pour une paire de sphères données, le rapport de la tension efficace à la tension maxima est constant.

Deux courbes sont toujours reproduites ensembles. L'une d'elles commence près de l'origine et donne la tension V en fonction de la longueur d'étincelle : $V = f(x)$. L'autre commence à gauche en haut, tombe d'abord rapidement, mais tend après à devenir parallèle à l'axe horizontal. Elle donne les volts par cm, c'est-à-dire qu'on a divisé la tension d'une étincelle donnée par la longueur de l'étincelle et on a exprimé ce quotient en fonction de la longueur de l'étincelle : $\frac{V}{x} = g(x)$

Pour se rendre compte de la précision de ces essais les courbes ont été tracées sur des grandes feuilles de 85 à 115 cm de longueur et de 70 cm de largeur. On

pouvait ainsi représenter les longueurs d'étincelle à un centième de millimètre près et les voltages à dix volts près. Malgré l'emploi de cette grande échelle, très peu de points dévient de la courbe.

Les figures données ci-dessous sont des réductions des graphiques originaux. Les petits carrés dans les reproductions correspondent à des carrés de cinq cm de côté dans les dessins originaux.

Table 2.

Sphères en cuivre de 2 cm. $\frac{\text{max}}{\text{eff}}$ 1.44

Longueur d'étincelles en mm.	Voltage efficace	Voltage maximum
0,85	2730	3931
1,3645	3884	5593
1,7675	4733	6816
2,2	5680	8179
3,163	7607	10954
3,723	8764	12620
4,936	11094	15975
5,37	11876	17101
6,7236	14349	20663
8,7525	17802	25635
9,533	19028	27400
10,689	20830	29995
13,536	24383	35112
15,316	26332	37918
17,4735	28047	40388
22,151	31207	44938

Pression barométrique : 715 mm.

Température : 20° C.

Fréquence : 33.

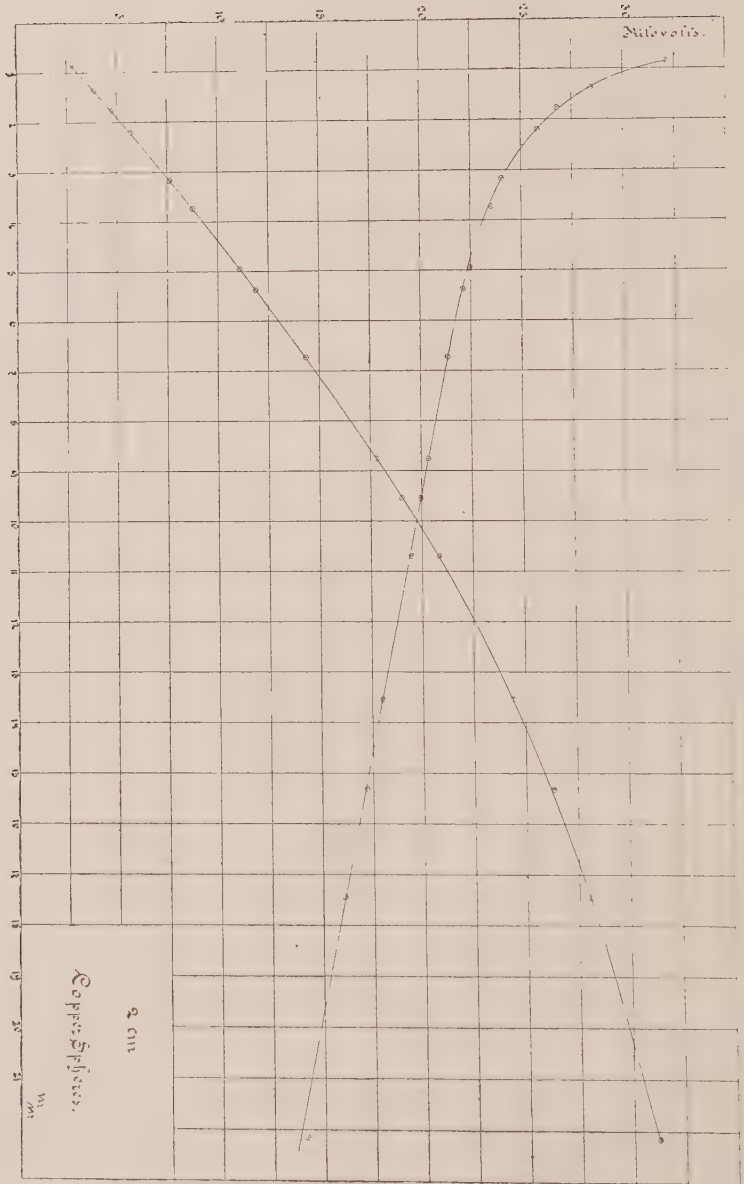


Fig. 14.

La courbe $V = f(x)$ est légèrement concave et inclinée sur l'axe horizontal. La courbe $\frac{V}{x} = g(x)$ tombe d'abord rapidement et devient à partir de $x = 6$ sensiblement une ligne droite.

Table 3.

Sphères en laiton de 3,85 cm. $\frac{V_{\max}}{x_{\text{eff}}} = 1.44$

Longueur d'étincelles en mm.	Voltage efficace	Voltage maximum
1,03	3106	4472
1,452	4026	5797
1,8125	4779	6882
2,379	5982	8614
3,11	7442	10716
3,8715	8992	12948
5,07	11291	16259
6,9035	14674	21130
8,425	17492	25188
9,293	19055	27439
10,416	20966	30191
12,526	24555	35359
13,703	26482	38134
14,7346	28194	40599
16,597	31032	44686

Pression barométrique : 720 mm.

Température : 19° C.

Fréquence : 33.

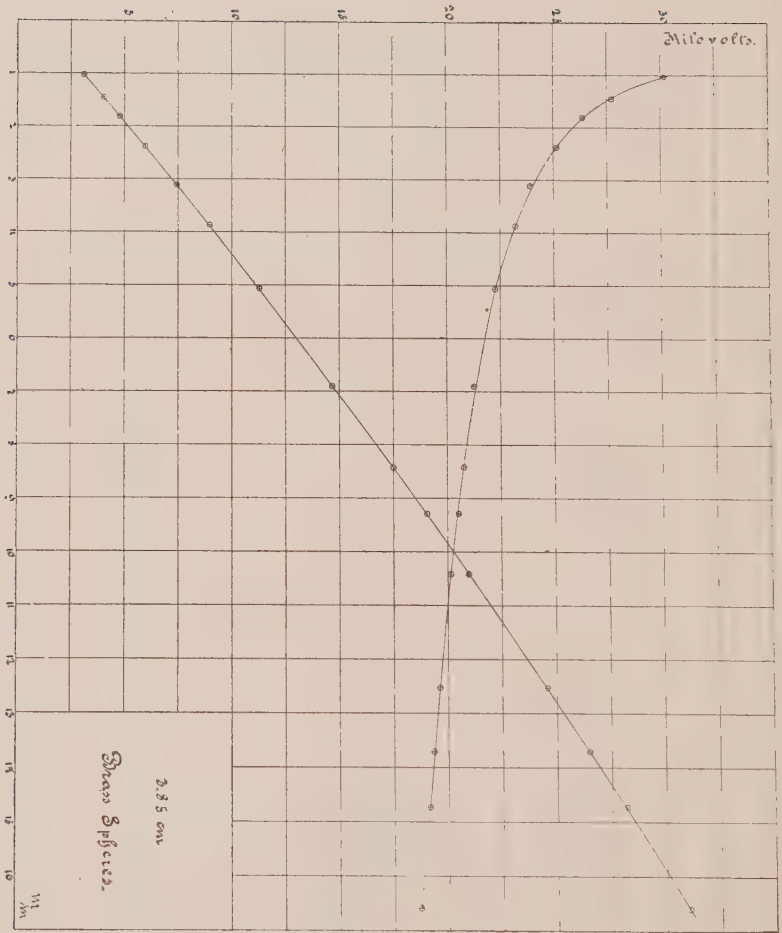


Fig. 15.

Dans cette figure et les suivantes $V = f(x)$ a très peu de courbure et ne diffère que peu d'une ligne droite.

$\frac{V}{x} = g(x)$ tombe moins rapidement, est moins inclinée et tend à devenir parallèle à l'axe horizontal.

Table 4.

Sphères en cuivre de 10 cm. $\frac{\text{max}}{\text{eff}}$ — 1.43

Longueur d'étincelles en mm.	Voltage efficace	Voltage maximum
1,1186	3279	4689
1,549	4180	5977
1,981	5094	7284
2,475	6140	8780
3,057	7295	10432
4,03	9220	13185
5,185	11454	16379
6,425	13722	19622
8,632	17761	25398
8,8485	18161	25970
9,902	20050	28672
12,365	24259	34692
13,404	26071	37280
14,36	27805	39761
15,9317	30368	43429
17,8	33450	47834

Pression barométrique : 716 mm.

Température : 19° C.

Fréquence : 33.

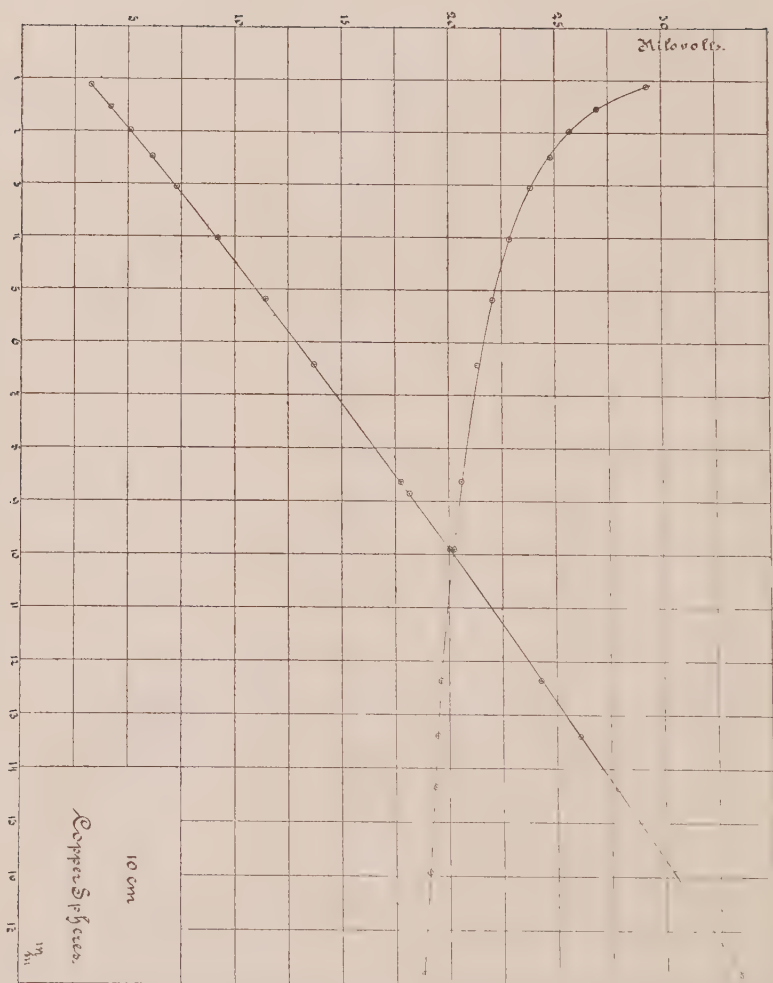


Fig. 16.

Table 5.

Sphères en cuivre de 15 cm. $\frac{\text{max}}{\text{eff}} = 1.43$

Longueur d'étincelles en mm.	Voltage efficace	Voltage maximum
1,1537	3318	4744
1,534	4118	5888
1,9	4868	6961
2,365	5823	8326
2,9275	6940	9924
3,766	8600	12298
4,6275	10231	14630
5,426	11755	16809
6,56	13882	19851
8,172	16737	23933
9,4105	18995	27162
10,109	20306	29037
12,38	24201	34607
13,546	26245	37530
14,793	28268	40423
16,514	31085	44451
18,73	34683	49597

Pression barométrique : 714 mm.

Température : 20° C.

Fréquence : 33.

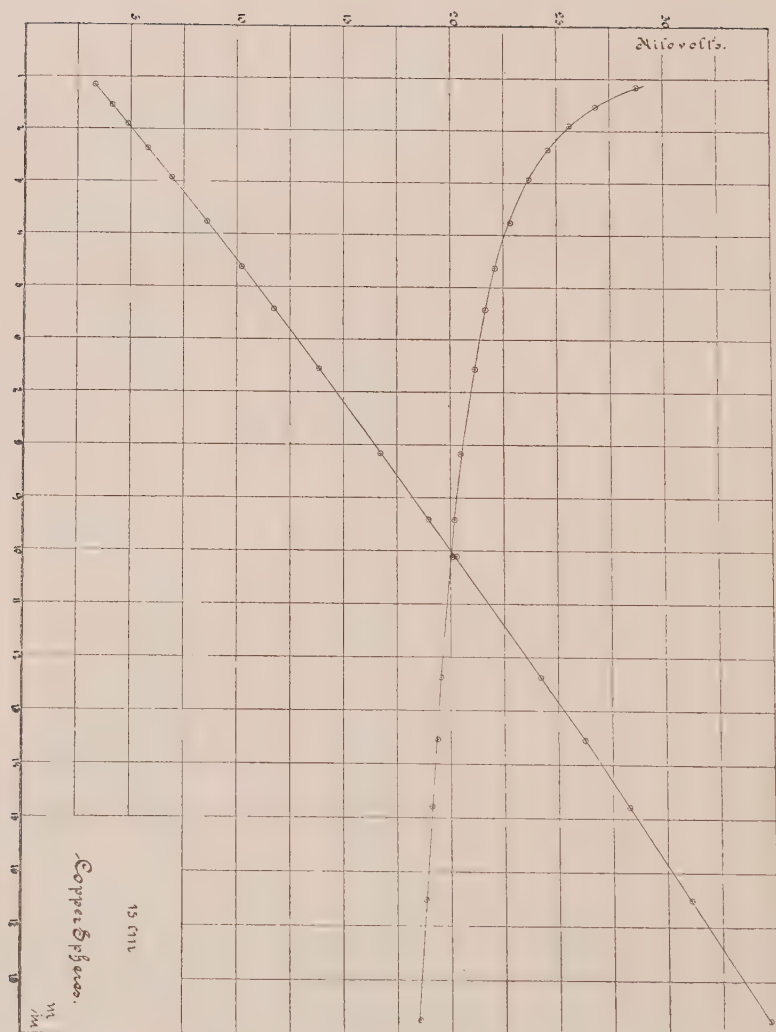


Fig. 17.

Table 6.

Sphères en cuivre de 20 cm. $\frac{\text{max}}{\text{eff}} = 1.43$

Longueur d'étincelles en mm.	Voltage efficace	Voltage maximum
1,1485	3290	4704
1,5045	4063	5810
2,3575	5845	8358
2,8835	6896	9861
3,8175	8731	12485
4,717	10436	14923
5,444	11822	16905
6,546	13888	19859
8,1226	16684	23858
9,961	19993	28589
11,088	21967	31412
12,419	24252	34680
13,54	26202	37468
14,43	27756	39691
16,31	30969	44285

Pression barométrique : 716,4 mm.

Température : 21° C.

Fréquence : 33.

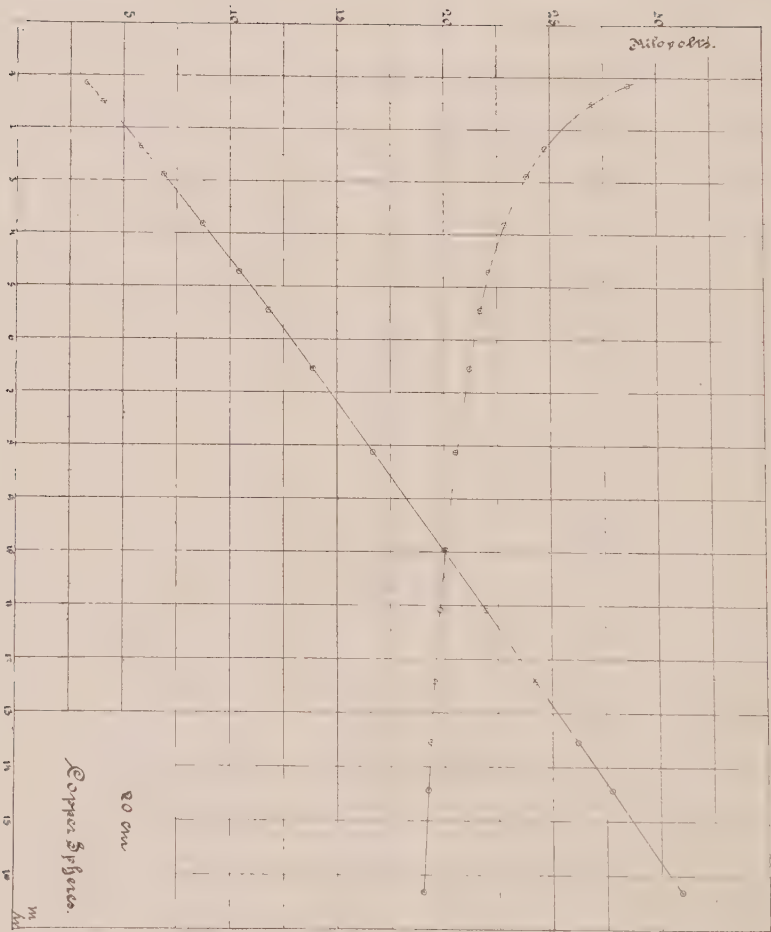


Fig. 18.

Table 7.

Sphères en cuivre de 30 cm. $\frac{\text{max}}{\text{eff.}} = 1.43$

Longueur d'étincelles en mm.	Voltage efficace	Voltage maximum
1,144	3273	4680
1,493	4029	5761
2,3115	5758	8233
2,846	6801	9725
3,777	8644	12360
4,666	10335	14779
5,38	11700	16731
6,485	13783	19709
8,04	16540	23652
10,36	20618	29483
11,166	22100	31603
12,47	24324	34783
13,595	26311	37624
14,606	28023	40072

Pression barométrique : 716,9 mm.

Température : 19° C.

Fréquence : 33.

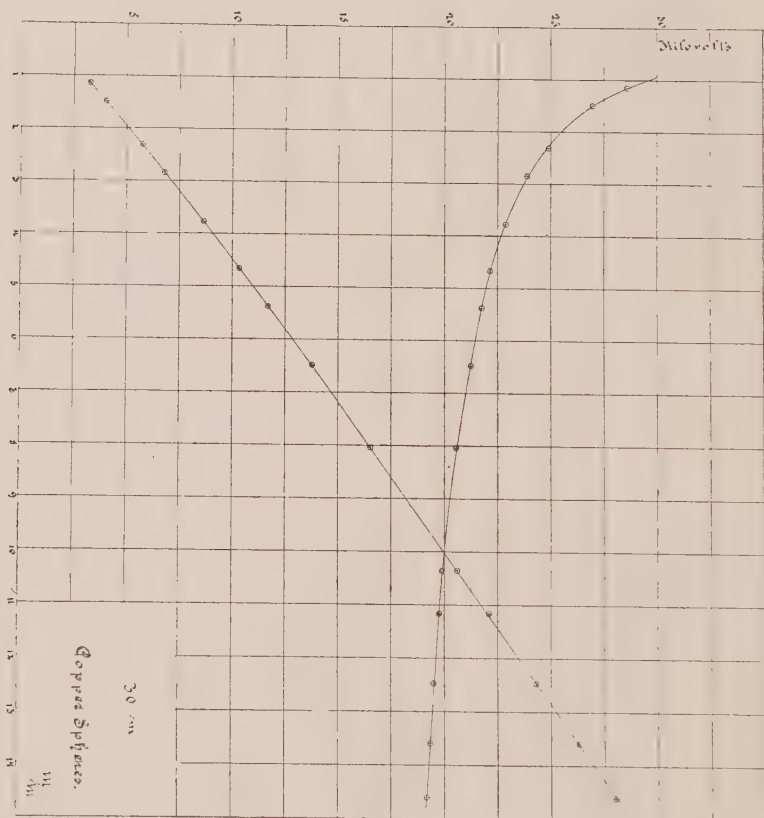


Fig. 10.

A partir de $x = 6$ mm, $V = f(x)$ est presque une droite.

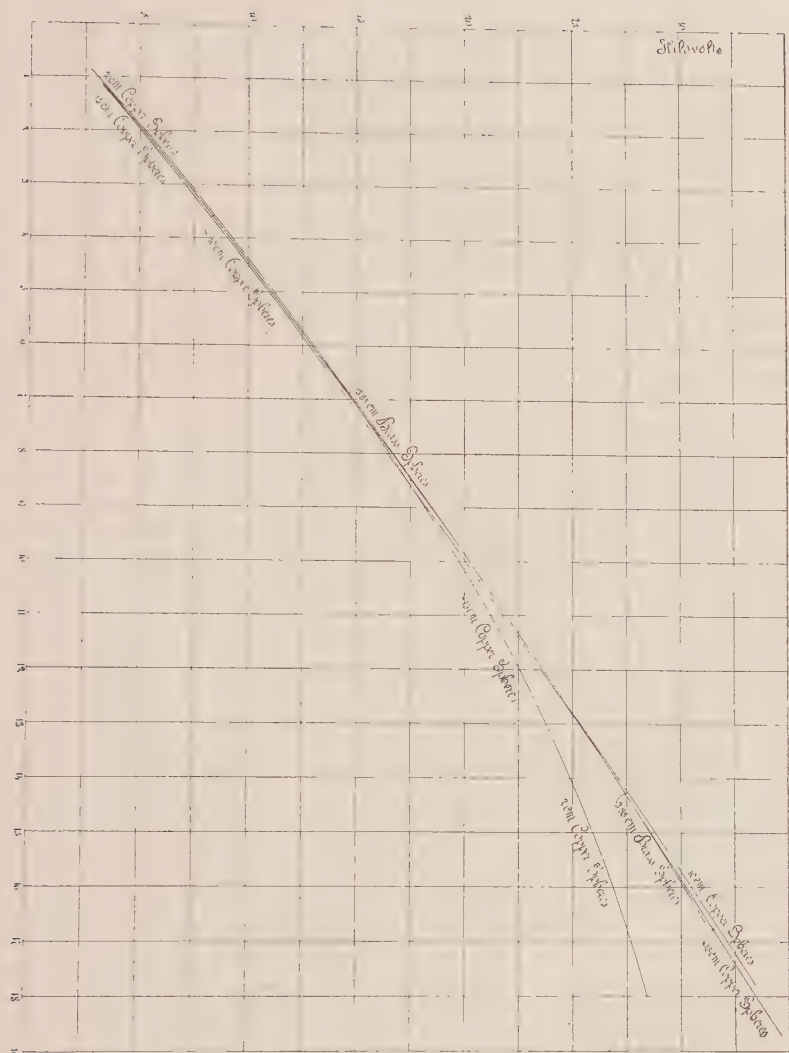


Fig. 20.

La fig. 20 représente quatre courbes tracées ensemble pour faciliter la comparaison. Les courbes pour les

sphères de 20 et 30 cm que l'on avait aussi tracées au crayon coïncidaient presque avec les courbes pour les électrodes de 10 et 15 cm. Afin d'éviter trop de confusion on ne les a pas repassées à l'encre.

Exception faite de la courbe qui correspond aux sphères de 2 cm, toutes les autres courbes sont presque des droites.

La table 8 donne les tensions maxima entre les diverses paires de sphères et pour des longueurs d'étincelle variant de 1 à 19 mm.

On a lu les voltages efficaces pour chaque mm sur les grands graphiques. On pouvait faire des lectures à 20 volts près.

Les voltages maximum ont été calculés avec les rapports donnés ci-dessus.

Cette table est destinée aux physiciens et aux électriciens qui emploient des déchargeurs micrométriques soit pour mesurer la haute tension, soit comme soupapes de sûreté.

La pression barométrique et la température pendant ces déterminations sont données dans les tables précédentes.

Pour avoir les voltages à d'autres pressions, il suffit d'appliquer la loi de Paschen qui a été démontrée tout à fait générale.

Table 8.

Voltage maximum

Long. d'étincelles en mm.	Diamètre des sphères					
	2 cm.	3,85 cm.	10 cm.	15 cm.	20 cm.	30 cm.
1	4392	4302	4319	4290	4247	4219
2	7524	7416	7314	7222	7293	7264
3	10483	10368	10225	10124	10153	10153
4	13378	13205	13013	12941	12942	12977
5	16128	16020	15730	15694	15730	15701
6	18720	18720	18432	18361	18432	18376
7	21312	21384	21063	20964	20992	20992
8	23803	24048	23666	23559	23538	23509
9	26208	26654	26283	26069	26083	26026
10	28454	29196	28886	28600	28628	28550
11	30571	31637	31417	31138	31174	31074
12	32500	34056	33891	33662	33648	33605
13	34229	36454	36322	36150	36107	36108
14	35820	38837	38795	38366	38624	38624
15	37282	41126	41212	40919	41070	41127
16	38606	43380	43615	43257	43501	—
17	39859	45540	45953	45559	45946	—
18	40968	—	48227	47876	—	—
19	41976	—	—	50228	—	—

Il est difficile d'établir une comparaison entre nos chiffres et les résultats des autres expérimentateurs. Les potentiels explosifs pour le courant alternatif ont rarement été déterminés dans des conditions bien précises. Les déterminations de Steinmetz, qui sont, jusqu'à présent, les plus soignées, ne tiennent aucunement compte du phénomène du retard dans le passage de l'étincelle. Cela entraîne, comme d'ailleurs Warburg ¹ et Starke ² l'ont suffisamment démontré, que les potentiels explosifs seront trop hauts pour les petites distances surtout. Il s'en suit que pour les mêmes distances nos valeurs de potentiels explosifs sont plus petites que celles de Steinmetz. Mais puisque les valeurs de Steinmetz pour les décharges d'une même série, diffèrent entre elles de 4 % ³, on peut attribuer la divergence de 4 à 6 % entre ses valeurs et les nôtres, au fait que nous avons tenu compte du retard.

Il y a aussi moyen d'établir une comparaison indirecte avec les résultats des observateurs qui ont travaillé avec le courant continu. D'après la loi de M. Toepler ⁴ on a la relation suivante : Si l'on évalue les potentiels explosifs en prenant comme unité le potentiel explosif qui correspond à $\frac{x}{d} = 1$, x étant la distance explosive, d le diamètre des sphères, (c'est-à-dire le potentiel d'une longueur d'étincelle égale au diamètre), on trouve que les valeurs relatives des potentiels explosifs ainsi obtenues sont indépendantes de la courbure des électrodes.

¹ Ann. der Physik 5, p. 811, 1901.

² Wied. Ann. 66, p. 1009, 1898.

³ Phil. Mag. vol. 11, 6 S., p. 265, 1906.

⁴ F. T. Z. p. 998, 1907.

Dans la table suivante, ces potentiels relatifs pour nos déterminations sont comparés avec les résultats d'autres observateurs.

Observateur	Freyberg		Heydweiller		Rappel	
	1,0	2,0	1,0	2,0	2,0	3,85
$x : d = 0,1$	0,18	0,19	—	0,18	0,18	0,18*
0,2	0,37	0,32	0,32	0,32	0,32	0,32
0,3	0,45	0,44	—	0,45	0,44	0,44
0,4	0,54	0,55	0,53	0,58	0,55	0,53
0,5	0,65	0,65	—	0,69	0,66	—
0,6	0,75	0,74	0,74	0,79	0,75	—
0,7	0,82	—	—	—	0,83	—
0,8	0,90	—	0,90	—	0,90	—
0,9	0,98	—	—	—	0,96	—

* La valeur 0,18 a été prise comme base dans ces calculs.

La suite de nos valeurs s'accorde très bien avec celles obtenues par les autres physiciens. Par contre, les valeurs absolues des potentiels sont toujours de 4 à 6 % plus petites que celles obtenues avec le courant continu (en tenant compte de la loi de Paschen). Il est difficile pour le moment de dire si cette différence provient de l'élimination du retard, ou de la nature même des mesures avec le courant alternatif. Actuellement, des recherches sont faites pour éclaircir la question.

CHAPITRE IV

Détermination du rapport de transformation du transformateur Brown-Boveri. 70 : 50000 volts

On a déterminé le rapport de transformation en mesurant simultanément et très exactement les tensions primaires et secondaires. Pour mesurer la tension primaire on s'est servi d'un voltmètre normal Weston, calibré spécialement par la méthode de compensation de Poggendorf. L'élément normal Weston, aussi bien que les résistances employées dans ce calibrage portaient des certificats du « Physikalisch- Technische Reichsanstalt » de Charlottenburg.

Pour mesurer la tension secondaire on a employé le milliampermètre de précision et les résistances de haute tension dont on a parlé dans un chapitre précédent et l'on a calibré le milliampermètre pour ce cas comme il a été détaillé. Puisque les résistances de haute tension employées n'avaient ni self-induction, ni capacité appréciables, il suffisait, évidemment, de multiplier le nombre d'ohms par l'intensité efficace en ampères pour avoir la tension efficace.

Le rapport de transformation a été déterminé pour quatre tensions différentes et les résultats sont donnés dans la table suivante.

Table 9.

Tension primaire	Ampères dans le circuit primaire	Milli-ampères dans le circuit secondaire	Nombre d'ohms dans le circuit secondaire	Tension secondaire	Rapport de transformation
$\frac{1}{2}$ de 52,2	18,7	21,614	869000	18783	719,62
$\frac{1}{2}$ de 63	19,8	22,576	994860	22460	712,99
$\frac{1}{2}$ de 67,7	19,1	21,22	1137860	24145	713,30
$\frac{1}{2}$ de 80,5	20,3	22,444	1280860	28748	714,21

La valeur indiquée du rapport de transformation est 714,28. Ainsi la valeur trouvée expérimentalement s'approche de très près de la valeur indiquée sur l'appareil. La plus grande différence est un peu plus d'un demi pour cent.

En outre, dans tous les cas où l'on a employé le rapport de transformation pour déterminer la tension secondaire, l'intensité dans le circuit primaire n'a jamais dépassé 13 ampères, tandis qu'on a trouvé le rapport de transformation juste à $\frac{1}{2}$ % pour une intensité primaire considérablement plus forte. Dans ces cas, le nombre de lignes de force par cm^2 est de beaucoup au-dessous du point de saturation du fer. Par suite on peut admettre que le rapport de transformation donne la tension secondaire assez exactement.

Dans tous les calculs où intervient le rapport de transformation on a employé le nombre 714,28.

CHAPITRE V

Mesure des potentiels explosifs en employant le rapport de transformation

Les valeurs suivantes pour les potentiels explosifs entre deux sphères ayant 2 cm de diamètre ont été obtenues en mesurant le voltage au circuit primaire et en en déduisant la tension secondaire à l'aide du rapport de transformation.

Pour mesurer la tension au primaire on a employé des voltmètres convenables et calibrés exprès pour ces essais par la méthode de compensation de Poggen-dorf. Pour les tensions de 0 à 8 volts on employait un voltmètre de Siemens et Halske, avec des divisions de l'échelle au dixième de volt. La largeur des divisions pour 0,1 volt était d'environ 4 mm; ainsi on pouvait facilement estimer le centième de volt. Pour des tensions de 8 à 25 on s'est servi d'un autre voltmètre de Siemens et Halske, également muni d'une échelle très ouverte. Pour les voltages supérieurs à 25 on a employé un voltmètre normal Weston à double échelle. Pendant les essais donnés dans ce chapitre, aucune électrode n'était mise à la terre.

La manière de procéder était presque la même que dans les mesures galvanométriques dont il a été parlé; les dangers étaient beaucoup moindres car presque

tout contact possible avec la ligne de haute tension était éliminé. L'alternateur était mis en marche à la vitesse normale, mais avec très peu d'excitation pour qu'en fermant le circuit du transformateur il n'y eut qu'environ trois volts. On maintenait alors cette tension très constante et l'on mesurait les décharges comme on l'a détaillé précédemment. Cette première série de décharges finie la tension était augmentée au primaire à raison d'environ 3 volts, en sortant des résistances ou en augmentant l'excitation, et l'on répétait la même suite d'opérations de trois à six fois pour chaque valeur donnée dans la table.

Pour déterminer le rapport entre la valeur maxima et la valeur efficace l'on s'est servi de l'oscillogramme reproduit dans la fig. 21. Cet oscillogramme a été pris

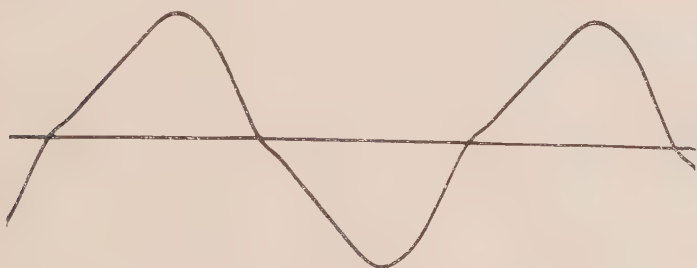


Fig. 21.

au primaire, les électrodes de 2 cm de diamètre étant séparées d'environ deux cm. Des essais oscillographiques, faits au préalable dans les mêmes conditions, à haute et à basse tension, ont montré que la forme de la courbe n'est pas changée par la transformation.

Les valeurs maxima et efficaces ont été calculées avec l'oscillogramme comme on l'a détaillé plus haut et on a trouvé le rapport 1,528.

Les résultats sont donnés dans la table suivante.

Table 10.

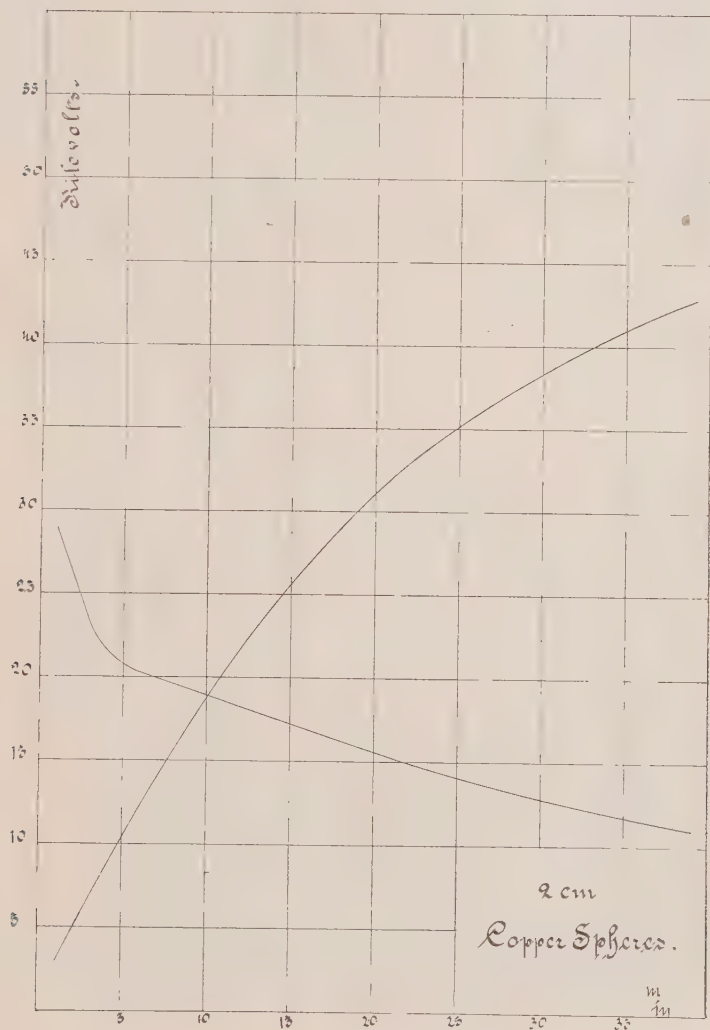
Longueur d'étincelles	Voltage efficace	Voltage maximum
1,025	2964	4529
2,36	5930	9061
4,016	8521	13020
5,285	10875	16617
7,2935	14472	22113
11,56	21286	32525
14,15	24864	37992
17,338	28443	43461
21,032	32078	49015
25,6825	35700	54550
31,615	39260	59989
39	42750	65322
52,488	46595	71197
70	50085	76530
91,15	54071	82620
125,515	57543	87926

Pression barométrique : 721,6 mm.

Température : 15° C.

Fréquence : 33.

Les résultats sont représentés graphiquement par la fig. 22 qui est une réduction du graphique original.



La courbe donnant les volts en fonction de la longueur d'étincelle, $V = f(x)$, présente une concavité considérable vers l'axe horizontal. Elle montre qu'à une certaine distance la longueur d'étincelle croît beaucoup plus rapidement que la tension.

Les mesures de ce chapitre ont été faites surtout pour les physiciens et électriciens qui se servent d'un déchargeur micrométrique pour mesurer les hautes tensions ou comme soupape de sûreté et qui travaillent avec des tensions supérieures à celles des tables précédentes. Dans ces premières expériences, la limite nous a été imposée par le nombre de boîtes de résistance à notre disposition.

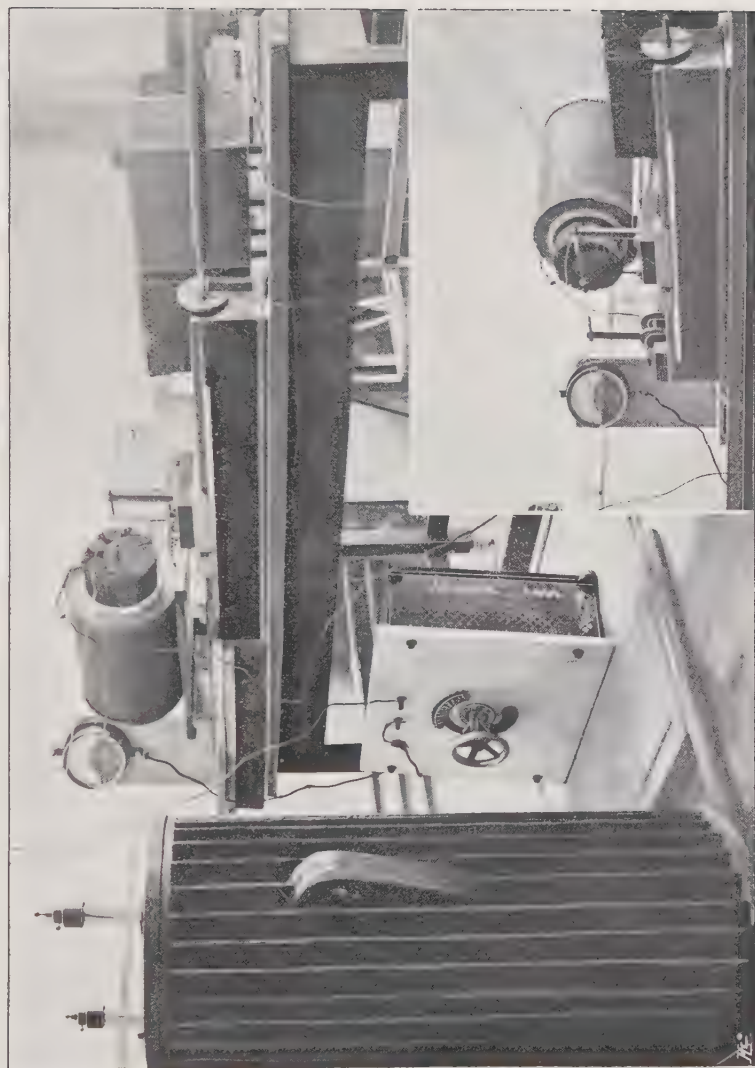


Fig. 23 a.

Fig. 23 b.

CHAPITRE VI

§ 1.

Effet d'un champ magnétique ayant ses lignes de force parallèles au chemin de la décharge

L'expérience a été montée comme l'indique la photographie reproduite dans la fig. 23a. Le champ a été obtenu avec un grand électro-aimant bobiné avec du fil assez fin mais ayant beaucoup de couches connectées en parallèle. Il pouvait ainsi supporter un courant de 100 ampères pendant quelques minutes. Néanmoins, pour ne pas surchauffer le rhéostat en série avec l'électro-aimant on n'employait qu'un courant de 35 ampères. L'intérieur de la bobine était rempli des faisceaux de fil de fer doux. L'intensité du champ magnétique, mesuré entre les électrodes était 3550 Gauss. On l'a déterminée avec une spirale de Bismuth fournie et calibrée par la maison Hartmann et Braun. Près du noyau de fer le champ mesurait 4350 Gauss.

Comme électrodes on a employé les sphères de 2 cm de diamètre, vissées à des tiges de cuivre 10 cm longs et 2 mm d'épaisseur. L'une d'elles était enfoncée dans le noyau de fer, directement opposée à l'autre qui était vissée à un support en ébonite, mobile parallèle-

ment à la vis du déchargeur. L'électrode attachée à l'électro-aimant était mise à la terre.

Le courant passait de telle façon dans la bobine qu'il y eut un pôle sud au bout du noyau où se trouvait l'électrode.

A cause de la grande intensité du champ magnétique, il y avait lieu de craindre une petite différence entre le point de contact quand la bobine était traversée par le courant, et sans courant. Par conséquent, on a déterminé le point de contact, sans le champ magnétique, avec, et de nouveau sans le champ magnétique. La différence était de 0,015 à 0,02 millimètre.

Deux séries de mesures ont été faites. La première était directe avec des résistances de haute tension et le milliampèremètre. On réduisait lentement la distance entre les électrodes jusqu'à ce que l'étincelle ait jailli, d'abord sans le champ magnétique et ensuite avec le champ magnétique. Pour la seconde série on maintenait les électrodes à une distance fixe et ensuite on augmentait la tension très lentement jusqu'à ce que l'étincelle ait passé.

On donne ici seulement la méthode et les résultats pour la seconde série parce qu'elle montre tout de suite l'absence d'influence.

On a mesuré la tension dans le circuit primaire et calculé la haute tension avec le rapport de transformation trouvé comme on l'a détaillé plus haut.

Pour régler le voltage dans le circuit primaire, on se servait d'un rhéostat connecté en série avec une résistance électrolytique. Moyennant cette résistance électrolytique on pouvait faire varier la tension d'une façon très continue et de moins d'un dixième de volt à la fois. Elle consistait en un tuyau en terre cuite fermé à un bout et rempli d'eau salée. L'électrode

inférieure était formée d'un disque en fonte auquel était attaché un gros fil de cuivre, traversant la couche de ciment employée pour fermer le bas du tuyau. L'électrode mobile était formée d'un disque perforé, en plomb, de 18 cm de diamètre, auquel était soudé un câble flexible, en cuivre, qui passait par-dessus une poulie et était connectée au circuit. A ce câble on avait attaché une corde lisse. En laissant glisser cette corde doucement autour d'un clou, on pouvait régler la résistance à volonté. Tout d'abord, la solution de sel était assez étendue. Mais au fur et à mesure que la tension montait dans la suite des essais, on ajoutait du sel de telle sorte que pratiquement, toute la colonne de l'électrolyte était constamment employée et par conséquent la variation de la résistance était très lente et à raison de petites fractions d'ohms.

Les électrodes une fois fixées à une distance donnée, on faisait une décharge préliminaire pour savoir à peu près à quelle tension primaire l'étincelle jaillirait. Après cela on faisait une série de décharges alternativement sans le champ, et avec le champ magnétique. Puis l'on variait la distance et l'on répétait la même suite d'opérations.

Pendant les mesures, les électrodes étaient éclairées par la lumière d'une lampe à arc, munie d'un miroir parabolique et placée à une distance d'environ 3 mètres du déchargeur.

Les résultats sont donnés dans la table suivante :

Table 11.

Longueur d'étincelles	Tension primaire (eff.) sans champ	Tension primaire (eff.) avec champ	Tension secondaire sans champ	Tension secondaire avec champ	Différence
5	$\frac{1}{2}$ de 31,8	$\frac{1}{2}$ de 31,6	11357	11286	71
10	$\frac{1}{2}$ de 55,3	$\frac{1}{2}$ de 55	19750	19643	107
15	$\frac{1}{2}$ de 66,9	$\frac{1}{2}$ de 66,6	23893	23786	107
20	$\frac{1}{2}$ de 73,6	$\frac{1}{2}$ de 73	26286	26071	215
25	$\frac{1}{2}$ de 78,8	$\frac{1}{2}$ de 78,3	28143	27964	179
30	$\frac{1}{2}$ de 83,8	$\frac{1}{2}$ de 83,3	29928	29750	178
40	$\frac{1}{2}$ de 99	$\frac{1}{2}$ de 98,3	35357	35107	250
50	$\frac{1}{2}$ de 101,2	$\frac{1}{2}$ de 99,9	36143	35678	465
60	$\frac{1}{2}$ de 103,9	$\frac{1}{2}$ de 102,6	37107	36643	464

Les différences ne sont que très petites et doivent leur origine probablement à de légères variations dans la distance entre les électrodes quand l'électro-aimant était excité ou non.

§ 2.

Effet d'un champ magnétique ayant ses lignes de force perpendiculaires au chemin de la décharge

L'expérience a été montée comme l'indique la photographie reproduite dans la fig. 23b. L'électro-aimant décrit dans le paragraphe précédent a seulement été

tourné et mis perpendiculaire au chemin de la décharge. Les deux électrodes étaient vissées à des supports en ébonite de 30 cm de hauteur. La méthode de mesure et les appareils employés étaient les mêmes que dans l'essai précédent.

Dans ce cas, toutefois, il n'y avait aucune différence dans le point de contact si l'électro-aimant était excité ou non. Les résultats sont donnés dans la table suivante.

Table 12.

Longueur d'étincelles	Tension primaire (eff.) sans champ	Tension primaire (eff.) avec champ	Tension secondaire sans champ	Tension secondaire avec champ	Différence
5	$\frac{1}{2}$ de 27,5	$\frac{1}{2}$ de 27,5	9821	9821	0
10	$\frac{1}{2}$ de 49,8	$\frac{1}{2}$ de 49,8	17786	17786	0
15	$\frac{1}{2}$ de 69,3	$\frac{1}{2}$ de 69,2	24750	24714	+ 36
20	$\frac{1}{2}$ de 84,7	$\frac{1}{2}$ de 84,4	30250	30143	+ 107
25	$\frac{1}{2}$ de 94,7	$\frac{1}{2}$ de 94,7	33821	33821	0
30	$\frac{1}{2}$ de 102,2	$\frac{1}{2}$ de 102,3	36500	36536	— 36
50	61,6	61,6	44000	44000	0
60	65,4	65,3	46714	46642	+ 72

Note : Depuis l'exécution de ce travail, M. Hans Meurer a publié une étude sur cette question. *Ann. der Physik*, 4. vol. 28, p. 199, 1909. Il est arrivé aux mêmes résultats.

§ 3.

**Recherche de l'effet produit par le soufflage
de l'air entre les électrodes**

La photographie reproduite fig. 24, donne le montage général de l'expérience. Un ventilateur centrifuge était couplé directement à un moteur à courant continu. Le moteur tournait à une vitesse de 860 tours par minute, déterminés par un compteur de vitesse de rotation. Le déchargeur était placé tout droit devant l'ouverture du ventilateur et aussi près que possible sans que l'étincelle puisse jaillir par la masse du ventilateur. Pour les petites distances, le soufflage était concentré sur le chemin de la décharge moyennant des disques en ébonite placés obliquement.

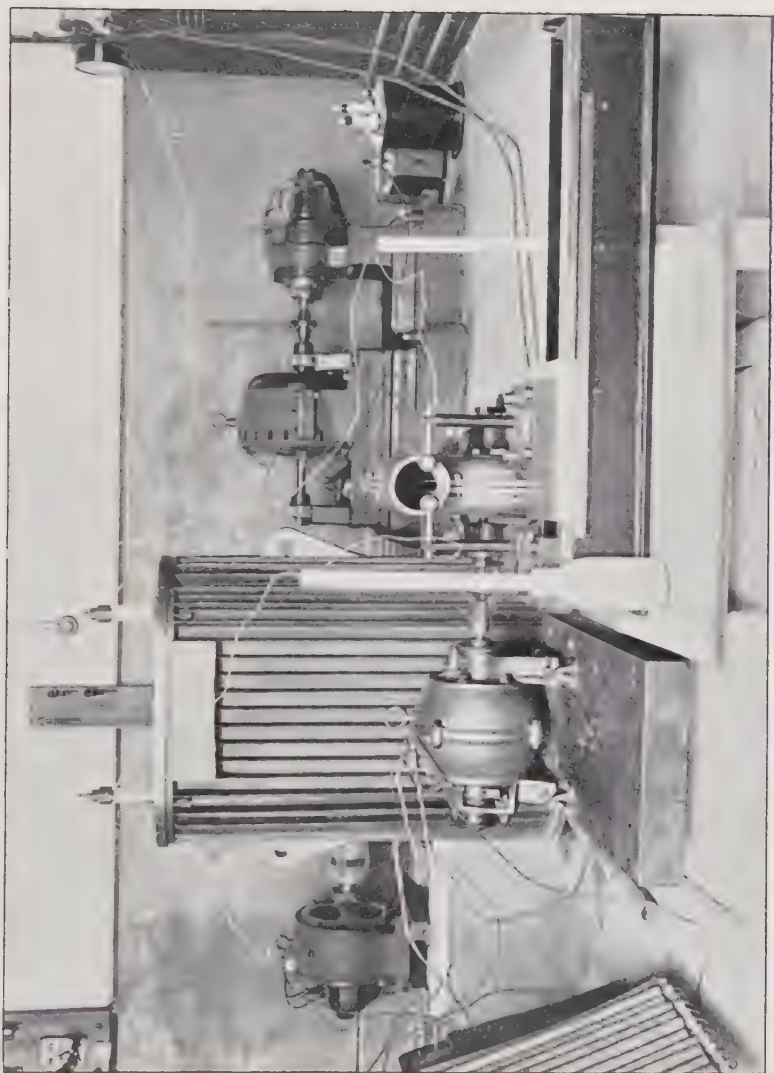
Les électrodes employées avaient un diamètre de 3,85 cm. On les plaçait à une distance fixe et ensuite on mesurait la tension des étincelles alternativement sans le soufflage et avec le soufflage.

Lorsque le ventilateur soufflait très fortement, la vitesse de l'air sortant était d'environ 30 mètres à la seconde, et il y avait lieu de craindre un petit déplacement des électrodes. Le point de contact a été vérifié plusieurs fois quand le ventilateur soufflait et quand il ne soufflait pas. On n'a trouvé aucune différence.

Les voltages ont été déterminés exactement comme on l'a détaillé pour les essais avec le champ magnétique.

Comme pendant toutes les autres mesures, les électrodes étaient éclairées par la lumière d'une lampe à arc placée environ à 3,5 mètres du déchargeur.

Les résultats sont donnés dans la table suivante.



Ils montrent que le soufflage de l'air entre les électrodes n'a aucune influence sur la tension nécessaire pour produire une rupture du diélectrique, au moins dans les limites des expériences.

Table 13.

Distances en mm.	N° de la décharge	Voltage primaire (eff.) sans soufflage	Voltage primaire (eff.) avec soufflage	Voltage secondaire (eff.) sans soufflage	Voltage secondaire (eff.) avec soufflage
13.8	1	$\frac{1}{2}$ de 67,4	$\frac{1}{2}$ de 67,4	24071	24071
	2	$\frac{1}{2}$ de 67,4	$\frac{1}{2}$ de 67,4	24071	24071
20	1	$\frac{1}{2}$ de 93,9	$\frac{1}{2}$ de 93,9	33535	33535
	2	$\frac{1}{2}$ de 94,9	$\frac{1}{2}$ de 94,6	33892	33785
	3	$\frac{1}{2}$ de 93,9	$\frac{1}{2}$ de 93,9	33535	33535
30	1	63,6	63,7	45428	45499
	2	63,6	63,6	45428	45428
	3	63,4	63,6	45285	45428
40	1	76,2	76,4	54428	54571
	2	76,2	76,2	54428	54428
	3	76,2	76,2	54428	54428

DEUXIÈME PARTIE

Rapport entre le potentiel explosif et le rayon de courbure des électrodes

Dans ce dernier temps, A. Russell ¹ a essayé d'établir une théorie qui relie le potentiel explosif au rayon de courbure des électrodes. Autrefois, on admettait souvent qu'une décharge a toujours lieu dès que la chute maxima de potentiel dépassait une certaine limite. Mais comme cette supposition a été trouvée insuffisante pour expliquer les faits observés, A. Russell a ajouté une hypothèse auxiliaire. Il admet que pour les distances explosives supérieures à 0,1 cm il faut, en calculant la tension (*stress*) maxima, diminuer les potentiels explosifs d'une certaine quantité ε . Il appelle cette quantité les volts perdus (*lost volts*). Dans le cas de l'air, Russell prend cette quantité égale à 800 volts.

Les calculs suivants ont pour but de vérifier la théorie proposée.

¹ Phil. Mag. vol. 11, 6 S., p. 237, 1906.



CHAPITRE VII

§ 1.

Formules pour déterminer la chute maxima de potentiel entre des électrodes sphériques

La valeur maxima de la chute de potentiel entre deux électrodes sphériques égales, est donnée par une série due à Kirchhoff ¹. Une démonstration de cette formule a été obtenue par Russell ² en 1906 en s'appuyant sur la méthode des images de Lord Kelvin.

Quand les deux sphères sont à des potentiels V_1 et V_2 , la chute maxima de potentiel R_m , est donnée par

$$(1) \dots R_m = \frac{V_1}{a} \cdot \frac{(1+q)^2}{1-q} \sum_1^{\infty} \frac{1-q^{4n+3}}{(1+q^{4n+3})^2} \cdot q^{2n+2} \\ - \frac{V_2}{a} \cdot \frac{(1+q)^2}{1-q} \sum_1^{\infty} \frac{1-q^{4n+1}}{(1+q^{4n+1})^2} \cdot q^{2n+1}$$

où a est le rayon des sphères et q est définie par l'équation

$$2q = \frac{d}{a} + 1 \frac{d^2}{a^2} - 4a^2$$

¹ Crelle's Journal, 1860, « Über die Vertheilung der Elektricität auf zwei leitenden Kugeln », p. 89.

² Phil. Mag. vol. 11, 6 S., 1906, p. 247.

d étant la distance entre les centres des deux sphères conductrices. Dans le cas où

$$V_1 = -V_2 = \frac{V}{2}$$

la formule (I) devient

$$\begin{aligned} \text{(II)..... } R_m &= \frac{V}{2a} \cdot \frac{(1+q)^2}{1-q} \sum_1^{\infty} \frac{1-q^{2^{n-1}}}{(1+q^{2^{n-1}})^2} \cdot q^{n-1} \\ &= \frac{V}{x} \cdot \mathfrak{F} \end{aligned}$$

où

$$\text{(III)..... } \mathfrak{F} = \frac{x}{2a} \cdot \frac{(1+q)^2}{1-q} \sum_1^{\infty} \frac{1-q^{2^{n-1}}}{(1+q^{2^{n-1}})^2} \cdot q^{n-1}$$

x étant la plus petite distance entre les deux sphères.

Un autre cas considéré par Russell dans le mémoire cité est celui où l'une des sphères est maintenue au potentiel zéro. Dans ce cas $V_1 = V$ et $V_2 = 0$. Par conséquent de (I) on a

$$R_m = \frac{V}{x} \cdot \mathfrak{F}_1$$

où

$$\text{(IV)..... } \mathfrak{F}_1 = \frac{x}{a} \cdot \frac{(1+q)^2}{1-q} \sum_1^{\infty} \frac{1-q^{4^{n-3}}}{(1+q^{4^{n-3}})^2} \cdot q^{2^{n-2}}.$$

Russell cherche aussi des formules approximatives pour le calcul de $\mathfrak{F}$ et de $\mathfrak{F}_1$.

Pour $\mathfrak{F}$ il trouve

$$\begin{aligned} \text{(V).... } \mathfrak{F} &= \frac{1}{2} \left(\frac{x}{a} + 1 \right) + \frac{1}{\frac{x}{a} + 2} + \frac{a}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^3} + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^4} \\ &+ \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^5} + \frac{\frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^7} + \frac{\frac{x}{2a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^8}. \end{aligned}$$

Pour des valeurs de $\frac{x}{a}$ plus petites que 0,1 ou plus grandes que 0,7, l'erreur commise sur $\mathfrak{F}$, en se servant de cette formule, est moindre que 0,001, tandis que pour les valeurs de $\frac{x}{a}$ comprises entre 0,1 et 0,7 l'erreur commise ne dépasse jamais 0,002. En outre Russell a trouvé en faisant le calcul que la formule Kirchhoff-Schuster ¹,

$$(VI)..... \mathfrak{F} = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a} + \frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2} + \frac{7^3}{53760} \cdot \frac{x^3}{a^3}$$

somme la série avec une très grande précision tant que $\frac{x}{a}$ ne dépasse pas 0,7. Par conséquent la formule Kirchhoff-Schuster est applicable à cette région où la formule de Russell est un peu inexacte.

Il s'en suit que les formules (V) et (VI) donnent complètement la solution pratique.

Connaissant les valeurs de $\mathfrak{F}$ Russell montre que celles de $\mathfrak{F}_1$ se trouvent facilement moyennant une série à intégrale elliptique qui est citée déjà dans le mémoire de Kirchhoff. On démontre que ²

$$\sum_1^{\infty} (-1)^{n-1} q^{\frac{2n-1}{2}} \cdot \frac{1 - q^{2n-1}}{(1 + q^{2n-1})^2} = \frac{kk'K^2}{\pi^2}.$$

Par conséquent il suit de (III) et (IV) que

$$\mathfrak{F}_1 = \mathfrak{F} + \frac{x}{2a} \cdot \frac{(1+q)^2}{(1-q)\sqrt{q}} \cdot \frac{kk'K^2}{\pi^2}.$$

$$(VII)..... = \mathfrak{F} + \sqrt{\frac{x}{a}} \cdot \frac{x + 4a}{2a} \cdot \frac{kk'K^2}{\pi^2}.$$

¹ Phil. Mag. vol. 29, 5 S., 1890, p. 190.

² A. Enneper, Elliptische Functionen, p. 180.

Les valeurs de k , k' et K se trouvent par des formules bien connues, ¹

$$\sqrt{\frac{2K}{\pi}} = 1 + 2 \sum_1^{\infty} q^{n^2}$$

$$\sqrt{\frac{2Kk'}{\pi}} = 1 + 2 \sum_1^{\infty} (-1)^n q^{n^2}$$

$$k = \sqrt{1 - k'^2}$$

Pour les valeurs de $\frac{x}{a}$ plus grandes que l'unité on calcule les valeurs de $\mathfrak{F}_1$ en se servant de la formule simple, également due à Russell :

$$(VIII) \dots \mathfrak{F}_1 = \frac{x}{a} + \frac{1}{\frac{x}{a} + 1} + \frac{1}{\left(\frac{x}{a} + 1\right) \left(\frac{x}{a} + 2\right)^3}$$

Pour les valeurs de $\frac{x}{a}$ plus petites que 0,1 on s'est servi de la formule de Schuster donnée dans le mémoire cité ci-dessus

$$\mathfrak{F}_1 = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$$

Pour $\frac{x}{a}$ compris entre 0,1 et 0,2 on a considéré encore un terme

$$\mathfrak{F}_1 = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a} + \frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$$

Enfin pour $\frac{x}{a}$ compris entre 0,2 et 0,3 on a employé la formule complète de Schuster

$$\mathfrak{F}_1 = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a} + \frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2} + \frac{7^3}{53760} \cdot \frac{x^3}{a^3}$$

¹ A. G. Greenhill, Elliptic Functions, p. 303.

Les valeurs de $\mathfrak{F}_1$ pour $\frac{x}{a}$ compris entre 0,3 et 0,7 ont été calculées par la formule de Russell

$$\mathfrak{F}_1 = \mathfrak{F} + \Delta$$

Dans laquelle $\mathfrak{F}$ se trouve par la formule

$$\mathfrak{F} = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a} + \frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2} + \frac{7^3}{53760} \cdot \frac{x^3}{a^3}$$

et
$$\Delta = \sqrt{\frac{x}{a}} \cdot \frac{x + 4a}{2a} \cdot \frac{k k' K^2}{\pi^2}$$

Pour les valeurs de $\frac{x}{a}$ comprises entre 0,7 et l'unité, $\mathfrak{F}_1$ a été calculé par la formule

$$\mathfrak{F}_1 = \mathfrak{F} + \Delta$$

dans laquelle $\mathfrak{F}$ est donné par la formule de Russell

$$\begin{aligned} \mathfrak{F} = & \frac{1}{2} \left(\frac{x}{a} + 1 \right) + \frac{1}{\frac{x}{a} + 2} + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^3} + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^4} \\ & + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^5} - \frac{\frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^7} - \frac{2 \frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^8} \end{aligned}$$

et Δ a la même valeur que ci-dessus.

Enfin pour $\frac{x}{a}$ plus grand que l'unité, $\mathfrak{F}_1$ a été calculé par la formule, également due à Russell,

$$\mathfrak{F}_1 = \frac{x}{a} + \frac{1}{\frac{x}{a} + 1} + \frac{1}{\left(\frac{x}{a} + 1 \right) \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^3}$$

Dans la table suivante on donne, suivant les valeurs croissantes de $\frac{x}{a}$, toutes les formules dont on s'est

servi dans le calcul de $\mathfrak{F}_1$. Dans les tables de $\mathfrak{F}_1$, les lettres A, B, C, D, E, F se rapportent aux formules de cette liste.

Table des formules pour le calcul de $\mathfrak{F}_1$

A..... $\frac{x}{a} < 0,1$ $\mathfrak{F}_1 = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$

B..... $\frac{x}{a} < 0,2$ $\mathfrak{F}_1 = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a} + \frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$

C..... $\frac{x}{a} < 0,3$ $\mathfrak{F}_1 = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a} + \frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$
 $\quad \quad \quad - \frac{7^3}{53760} \cdot \frac{x^3}{a^3}$

$0,3 < \frac{x}{a} < 0,7$ $\mathfrak{F}_1 = \mathfrak{F} + \Delta$

où

$\mathfrak{F} = 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a} + \frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2} + \frac{7^3}{53760} \cdot \frac{x^3}{a^3}$

et $\Delta = \sqrt{\frac{x}{a}} \cdot \frac{x + 4a}{2a} \cdot \frac{k k' K^2}{\pi^2}$

k, k', et K s'évaluent par les équations.

D..... $\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\frac{2K}{\pi}} = 1 + 2 \sum_1^{\infty} q^{n^2} = 1 + 2(q + q^4 + q^9 + q^{16} + \dots) \\ \sqrt{\frac{2Kk'}{\pi}} = 1 + 2 \sum_1^{\infty} (-1)^n q^{n^2} = 1 + 2(-q + q^4 - q^9 + q^{16} \dots) \end{array} \right.$

$k = \sqrt{1 - k'^2}$

$2q = \frac{d}{a} - \frac{\sqrt{d^2 - 4a^2}}{a}$

d étant la distance entre les centres des sphères
 et a le rayon.

$$\begin{array}{l}
 \left. \begin{array}{l}
 \text{E.....} \left\{ \begin{array}{l}
 0,7 > \frac{x}{a} > 1. \quad \mathfrak{F}_1 = \mathfrak{F} + \Delta \\
 \text{où} \\
 \mathfrak{F} = \frac{1}{2} \left(\frac{x}{a} + 1 \right) + \frac{1}{\frac{x}{a} + 2} + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^3} + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^4} \\
 \quad + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^5} - \frac{\frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^7} - \frac{2 \frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^8} \\
 \text{et } \Delta \text{ est le même que ci-dessus.}
 \end{array} \right.
 \end{array}
 \right.
 \end{array}$$

$$\text{F.....} \quad \frac{x}{a} > 1 \quad \mathfrak{F}_1 = \frac{x}{a} + \frac{1}{\frac{x}{a} + 1} + \frac{1}{\left(\frac{x}{a} + 1 \right) \left(\frac{x}{a} + 2 \right)}.$$

Pour donner une idée des calculs nécessaires pour trouver le facteur $\mathfrak{F}_1$, voici les détails pour un cas typique. Prenons la distance explosive 8,7525 pour les sphères de 2 cm de diamètre.

$$x = 8,7525 \text{ mm.}$$

$$a = 10 \text{ mm.}$$

$$\frac{x}{a} = 0,87525.$$

Donc il faut appliquer la formule (E)

$$\mathfrak{F}_1 = \mathfrak{F} + \Delta$$

cherchons d'abord $\mathfrak{F}$.

$$\mathfrak{F} = \frac{1}{2} \left(\frac{x}{a} + 1 \right) + \frac{1}{\frac{x}{a} + 2} + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^3} + \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^4}$$

$$+ \frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^5} - \frac{\frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^7} - \frac{2 \frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^8}$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{x}{a} + 1 \right) = 0,937625$$

$$\left(\frac{x}{a} + 2 \right) = 2,87525$$

$$\frac{1}{\left(\frac{x}{a} + 2 \right)} = \frac{1}{2,87525} = 0,347795$$

$$\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^2 = 8,267062$$

$$2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^3 = 47,53974$$

$$2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^4 = 136,688628$$

$$2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^5 = 393,013976$$

$$\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^7 = 1624,53546$$

$$\left(\frac{x}{a} + 2 \right)^8 = 4670,94525$$

$$\frac{\frac{x}{a}}{2 \left(\frac{x}{a} + 2 \right)^3} = \frac{0,87525}{47,53974} = 0,018411$$

$$\frac{\frac{x}{a}}{2\left(\frac{x}{a} + 2\right)^4} = \frac{0,87525}{136,688628} = 0,006403$$

$$\frac{\frac{x}{a}}{2\left(\frac{x}{a} + 2\right)^5} = \frac{0,87525}{393,013976} = 0,002227$$

$$\frac{\frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2\right)^7} = \frac{0,87525}{1624,535459} = 0,000539$$

$$\frac{2\frac{x}{a}}{\left(\frac{x}{a} + 2\right)^8} = \frac{1,7505}{4670,945} = 0,000375$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{F} &= 0,937625 + 0,347795 + 0,018411 + 0,006403 \\ &\quad + 0,002227 - 0,000539 - 0,000375 \\ &= 1,311547 \end{aligned}$$

Cherchons maintenant Δ .

$$d = x + 2a = 28,7525$$

$$\begin{aligned} 2q &= \frac{d}{a} - \sqrt{\frac{d^2 - 4a^2}{a^2}} \\ &= \frac{28,7525}{10} - \frac{\sqrt{(28,7525)^2 - 400}}{10} \\ &= 2,87525 - 2,06568 \end{aligned}$$

$$2q = 0,80957$$

$$q = 0,404785$$

$$q^4 = 0,026847$$

$$q^9 = 0,000292$$

$$\begin{aligned}\sqrt{\frac{2K}{\pi}} &= 1 + 2(q + q^1 + q^9) \\ &= 1 + 2(0,404785 + 0,026847 + 0,000292) \\ &= 1,863848\end{aligned}$$

$$\frac{2K}{\pi} = (1,863848)^2 = 3,473929$$

$$K = \frac{3,473929 \times 3,1416}{2} = 5,456848$$

$$K^2 = 29,77719$$

$$\begin{aligned}\sqrt{\frac{2Kk'}{\pi}} &= 1 + 2(-q + q^4 - q^9) \\ &= 1 + 2(-0,404785 + 0,026847 + 0,000292) \\ &= 0,24354\end{aligned}$$

$$\frac{2Kk'}{\pi} = (0,24354)^2 = 0,059312$$

$$k' = \frac{0,059312 \times 3,1416}{2 \times 5,456848} = 0,017073$$

$$k'^2 = (0,017073)^2 = 0,000291$$

$$1 - k'^2 = 0,999709$$

$$k = \sqrt{1 - k'^2} = 0,99985$$

$$\frac{kk'K^2}{\pi^2} = \frac{0,99985 \times 0,017073 \times 29,77719}{9,86965} = 0,051502$$

$$\begin{aligned}\sqrt{\frac{x}{a}} &= \sqrt{0,87525} \\ &= 0,93554\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{x + 4a}{2a} &= \frac{8,7525 + 40}{20} \\ &= 2,437625\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta &= \sqrt{\frac{x}{a} \cdot \frac{x+4a}{2a} \cdot \frac{kk'K^2}{\pi^2}} \\ &= 0,93554 \times 2,437625 \times 0,051502 \\ &= 0,11745 \\ \mathfrak{F}_1 &= \mathfrak{F} + \Delta \\ &= 1,311547 + 0,11745 \\ \mathfrak{F}_1 &= 1,428997\end{aligned}$$

§ 2.

Tables pour les valeurs de $\mathfrak{F}_1$

Les tables suivantes donnent les valeurs de $\mathfrak{F}_1$ pour les diverses sphères et les différentes longueurs d'étincelle. Toutes ces valeurs ont été calculées avec les formules données.

Table 14.

Sphères de 2 cm. — Rayon $a = 10$ mm.

x	$\frac{x}{a}$	$\frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$	$\frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$	$\frac{7^3}{53760} \cdot \frac{x^3}{a^3}$	Δ	f_1
0,85	0,085	0,0283	0,0002	—	—	I,0285
I,3645	0,1364	0,0455	0,0004	—	—	I,0459
I,7675	0,1767	0,0589	0,0007	—	—	I,0596
2,2	0,22	0,0733	0,0011	—	—	I,0744
3,163	0,3163	0,1054	0,0022	—	0,0054	I,1130
3,723	0,3723	0,1241	0,0031	0,0001	0,0099	I,1372
4,936	0,4936	0,1645	0,0054	0,0002	0,0255	I,1956
5,37	0,537	0,1790	0,0064	0,0002	0,0328	I,2184
6,7236	0,6723	0,2241	0,0100	0,0004	0,0614	I,2959
x	$\frac{x}{a}$	f	Δ			f_1
8,7525	0,8752	I,3115	0,1174	—	—	I,4289
9,533	0,9533	I,3413	0,1423	—	—	I,4836
x	$\frac{x}{a}$	$\frac{1}{\frac{x}{a} + 1}$	$\frac{1}{\left(\frac{x}{a} + 2\right)^3}$	$\frac{1}{\left(\frac{x}{a} + 1\right) \left(\frac{x}{a} + 2\right)^3}$		f_1
10,689	I,0689	0,4833	0,0346	0,0167	—	I,5689
I3,536	I,3536	0,4249	0,0265	0,0113	—	I,7898
I5,316	I,5316	0,3950	0,0227	0,0089	—	I,9355
I7,4735	I,7473	0,3639	0,0190	0,0069	—	2,1181
22,151	2,2151	0,3110	0,0133	0,0041	—	2,5302

Table 15.
Sphères de 3,85 cm. — Rayon a = 19,25 mm.

x	$\frac{x}{a}$	$\frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$	$\frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$	Δ	f_1
1,03	0,0535	0,0178	—	—	1,0178
1,452	0,0754	0,0251	—	—	1,0251
1,8125	0,0941	0,0314	—	—	1,0314
2,379	0,1236	0,0412	0,0003	—	1,0415
3,11	0,1615	0,0538	0,0005	—	1,0543
3,8715	0,2011	0,0670	0,0009	—	1,0679
5,07	0,2634	0,0878	0,0015	—	1,0893
6,9035	0,3586	0,1195	0,0028	0,0086	1,1309
8,425	0,4377	0,1459	0,0042	0,0173	1,1674
9,293	0,4827	0,1609	0,0052	0,0237	1,1898
10,416	0,5411	0,1804	0,0065	0,0335	1,2204
12,526	0,6507	0,2169	0,0094	0,0475	1,2738
x	$\frac{x}{a}$	f	Δ		f_1
13,703	0,7118	1,2504	0,0712	—	1,3216
14,7346	0,7654	1,2713	0,0854	—	1,3567
16,597	0,8622	1,3666	0,1135	—	1,4201

Table 16.

Sphères de 10 cm. — Rayon a 50 mm.

x	$\frac{x}{a}$	$\frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$	$\frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$	Δ	$\mathfrak{f}_1$ par A	$\mathfrak{f}_1$ par B	$\mathfrak{f}_1$ par D
1,186	0,0223	0,0074	—	—	1,0074	—	—
1,549	0,0309	0,0103	—	—	1,0103	—	—
1,981	0,0396	0,0132	—	—	1,0132	—	—
2,475	0,0495	0,0165	—	—	1,0165	—	—
3,057	0,0611	0,0203	—	—	1,0203	—	—
4,03	0,0806	0,0268	—	—	1,0268	—	—
5,185	0,1037	0,0345	0,0002	—	—	1,0347	—
6,425	0,1285	0,0428	0,0003	—	—	1,0431	—
8,632	0,1726	0,0575	0,0006	—	—	1,0581	—
8,8485	0,1769	0,0590	0,0007	—	—	1,0597	—
9,902	0,1980	0,0660	0,0008	—	—	1,0668	—
12,365	0,2473	0,0824	0,0013	0,0019	—	—	1,0856
13,404	0,2680	0,0893	0,0016	0,0027	—	—	1,0936
14,36	0,2872	0,0957	0,0018	0,0036	—	—	1,1011
15,9317	0,3186	0,1062	0,0225	0,0055	—	—	1,1342
17,8	0,3560	0,1186	0,0281	0,0084	—	—	1,1551

Table 17.
Sphères de 15 cm. — Rayon a = 75 mm.

x	$\frac{x}{a}$	$\frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$	*	$\frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$	f_1 par A	f_1 par B
1,1537	0,0153	0,0051	—	—	1,0051	—
1,534	0,0204	0,0068	—	—	1,0068	—
1,9	0,0253	0,0084	—	—	1,0084	—
2,365	0,0315	0,0105	—	—	1,0105	—
2,9275	0,0390	0,0130	—	—	1,0130	—
3,766	0,0502	0,0167	—	—	1,0167	—
4,6275	0,0617	0,0205	—	—	1,0205	—
5,426	0,0723	0,0241	—	—	1,0241	—
6,56	0,0874	0,0291	—	—	1,0291	—
8,172	0,1089	0,0363	0,0002	—	—	1,0365
9,4105	0,1254	0,0418	0,0003	—	—	1,0421
10,109	0,1347	0,0449	0,0004	—	—	1,0453
12,38	0,1650	0,0550	0,0006	—	—	1,0556
13,546	0,1806	0,0602	0,0007	—	—	1,0609
14,793	0,1972	0,0657	0,0008	—	—	1,0665
16,514	0,2202	0,0734	0,0010	—	—	1,0744
18,73	0,2497	0,0832	0,0014	—	—	1,0846

Table 18.
Sphères de 20 cm. — Rayon a 100 mm.

x	$\frac{x}{a}$	$\frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$	$\frac{1}{45} \cdot \frac{x^2}{a^2}$	$\oint_1$ par A	$\oint_1$ par B
1,1485	0,0114	0,0038	—	1,0038	—
1,5045	0,0150	0,0050	—	1,0050	—
2,3575	0,0235	0,0078	—	1,0078	—
2,8835	0,0288	0,0096	—	1,0096	—
3,8175	0,0381	0,0127	—	1,0127	—
4,717	0,0471	0,0157	—	1,0157	—
5,444	0,0544	0,0181	—	1,0181	—
6,546	0,0654	0,0218	—	1,0218	—
8,1226	0,0812	0,0270	—	1,0270	—
9,961	0,0996	0,0332	—	1,0332	—
11,088	0,1108	0,0369	0,0003	—	1,0372
12,419	0,1242	0,0414	0,0003	—	1,0417
13,54	0,1354	0,0451	0,0004	—	1,0455
14,43	0,1443	0,0481	0,0005	—	1,0486
16,31	0,1631	0,0543	0,0006	—	1,0549

Table 19.

Sphères de 30 cm. — Rayon a = 150 mm.

x	$\frac{x}{a}$	$\frac{1}{3} \cdot \frac{x}{a}$	$\mathfrak{F}_1$ par A
1,144	0,0076	0,0025	1,0025
1,493	0,0099	0,0033	1,0033
2,3115	0,0154	0,0051	1,0051
2,846	0,0189	0,0063	1,0063
3,777	0,0252	0,0084	1,0084
4,666	0,0311	0,0104	1,0104
5,38	0,0358	0,0119	1,0119
6,485	0,0432	0,0144	1,0144
8,04	0,0536	0,0178	1,0178
10,36	0,0690	0,0230	1,0230
11,166	0,0744	0,0248	1,0248
12,47	0,0831	0,0277	1,0277
13,595	0,0906	0,0302	1,0302
14,606	0,0973	0,0324	1,0324

§ 3.

Tables des valeurs du coefficient de rigidité
diélectrique de Russell

Dans les tables suivantes, nous donnons les résultats des calculs pour vérifier la théorie de Russell. Cette théorie a été appliquée aux six tables de potentiels explosifs obtenus par la méthode galvanométrique.

Table 20.

Diamètre des sphères : 2 cm.

Long. d'étincelles en mm.	Voltage maximum	Voltage maximum par cm.	Facteur $\mathfrak{f}_1$	Coef. de rigidité diélectrique de Russell
0,85	3931	46250	1,0285	37888
1,3645	5593	40490	1,0459	36739
1,7675	6816	38560	1,0596	36063
2,2	8179	37178	1,0744	36038
3,163	10954	34632	1,1131	35689
3,723	12620	33898	1,1372	36106
4,936	15975	32365	1,1956	36759
5,37	17101	31846	1,2184	36986
6,7236	20663	30731	1,2960	38285
8,7525	25635	29288	1,4290	40547
9,533	27400	28742	1,4837	41400
10,689	29995	28061	1,5690	42854
13,536	35112	25939	1,7897	45366
15,316	37918	24756	1,9356	46907
17,4735	40388	23113	2,1183	47991
22,151	44938	20287	2,5303	50418

Table 21.
Diamètre des sphères 3,85 cm.

Long. d'éincelles en mm.	Voltage maximum	Voltage maximum par cm.	Facteur $\mathfrak{f}_1$	Coef. de rigidité diélectrique de Russell
1,03	4472	43423	1,0178	36291
1,452	5797	39927	1,0251	35281
1,8125	6882	37967	1,0314	34607
2,379	8614	36209	1,0415	34211
3,11	10716	34458	1,0544	33620
3,8715	12948	33445	1,0679	33509
5,07	16259	32069	1,0893	33216
6,9035	21130	30609	1,1130	33310
8,425	25188	29807	1,1676	33800
9,293	27439	29527	1,1900	34113
10,416	30191	28986	1,2206	34448
12,526	35359	28228	1,2742	35156
13,703	38134	27829	1,3216	36009
14,7346	40599	27554	1,3567	36647
16,597	44686	26924	1,4201	37551

Table 22.
Diamètre des sphères 10 cm.

Long. d'étincelles en mm.	Voltage maximum	Voltage maximum par cm.	Facteur f_1	Coef. de rigidité diélectrique de Russell
1,1186	4689	41912	1,0075	35021
1,549	5977	38589	1,0103	33769
1,981	7284	36771	1,0132	33063
2,475	8780	35475	1,0165	31753
3,057	10432	34124	1,0204	32150
4,03	13185	32716	1,0269	31558
5,185	16379	31590	1,0348	31093
6,425	19622	30541	1,0432	30562
8,632	25398	29424	1,0582	30171
8,8485	25970	29349	1,0597	30143
9,902	28672	28955	1,0669	30030
12,365	34692	28055	1,0838	29982
13,404	37280	27813	1,0937	29767
14,36	39761	27689	1,1012	29867
15,9317	43429	27257	1,1343	30349
17,8	47834	26873	1,1553	30527

Table 23.
Diamètre des sphères 15 cm.

Long. d'étincelles en mm.	Voltage maximum	Voltage maximum par cm. *	Facteur $\mathcal{F}_1$	Coef. de rigidité diélectrique de Russell
1,1537	4744	41126	1,0051	34366
1,534	5888	38388	1,0068	33399
1,9	6961	36638	1,0084	32700
2,365	8326	35209	1,0105	32160
2,9275	9924	33899	1,0130	31571
3,766	12298	32655	1,0167	31041
4,6275	14630	31615	1,0206	30897
5,426	16809	30979	1,0241	30216
6,56	19851	30261	1,0292	29889
8,172	23933	29287	1,0366	29344
9,4105	27162	28864	1,0422	29197
10,109	29037	28724	1,0453	29198
12,38	34607	27953	1,0556	28825
13,546	37530	27706	1,0609	28697
14,793	40423	27325	1,0666	28568
16,514	44451	26916	1,0745	28401
18,73	49597	26479	1,0847	28259

Table 24.
Diamètre des sphères 20 cm.

Long. d'étincelles en mm.	Voltage maximum	Voltage maximum par cm.	Facteur $\mathcal{F}_1$	Coef. de rigidité diélectrique de Russell
1,1485	4704	40963	1,0038	34126
1,5045	5810	37518	1,0050	32361
2,3575	8358	35453	1,0079	32313
2,8835	9861	34198	1,0096	31725
3,8175	12485	32705	1,0127	30998
4,717	14923	31637	1,0157	30411
5,444	16905	31053	1,0181	30119
6,546	19859	30338	1,0218	29751
8,1226	23858	29372	1,0271	29156
9,961	28589	28701	1,0332	28823
11,088	31412	28331	1,0372	28636
12,419	34680	27925	1,0417	28428
13,54	37468	27673	1,0455	28315
14,43	39691	27506	1,0486	28261
16,31	44285	27152	1,0550	28128

Table 25.
Diamètre des sphères 30 cm.

Long. d'étincelles en mm.	Voltage maximum	Voltage maximum par cm.	Facteur δ_1	Coef. de rigidité diélectrique de Russell
1,144	4680	40910	1,0025	34002
1,493	5761	38580	1,0033	33331
2,3115	8233	35621	1,0051	32324
2,846	9725	34172	1,0063	31559
3,777	12360	32726	1,0084	30865
4,666	14779	31674	1,0104	30268
5,38	16731	31098	1,0119	29964
6,485	19709	30393	1,0144	29580
8,04	23652	29417	1,0179	28932
10,36	29483	28460	1,0230	28325
11,166	31603	28303	1,0248	28315
12,47	34783	27894	1,0277	28007
13,595	37624	27675	1,0302	27905
14,606	40072	27436	1,0325	27763

Il résulte de ces tables que ce que Russell appelle le coefficient de rigidité diélectrique de l'air n'est pas une constante. En outre, cette valeur varie avec une certaine régularité et paraît passer par un minimum pour une distance explosive donnée. Il s'en suit que la théorie de Russell n'est pas d'accord avec les faits observés.

§ 4.

Comparaison des valeurs théoriques de Russell avec nos valeurs expérimentales

Dans un appendice ¹ à son mémoire sur le coefficient de rigidité diélectrique de l'air, M. Russell donne une table de voltages explosifs calculés pour de grandes électrodes sphériques ayant des rayons de 1, 10, 100 et 1000 cm.

Prenant la valeur 38 kilovolts par cm pour la rigidité diélectrique de l'air, il calcule V et V' par les formules

$$V = 0,8 + R_{\max} \left(\frac{x}{f} \right) \quad \text{et} \quad V' = \frac{V}{\sqrt{2}}$$

où 0,8 d'un kilovolt représente ce qu'il appelle les *volts perdus* ²; x et f ont les significations déjà attachées à ces symboles.

Comme les sphères employées dans notre travail ont respectivement des diamètres de 2, 3,85, 10, 15, 20 et 30 cm, nous sommes en mesure de contrôler les valeurs théoriques de Russell par nos mesures expérimentales.

¹ Phil. Mag. vol. II, 6 S, 1906, p. 271.

² Phil. Mag. vol. II, 6 S, 1906, p. 240.

Dans la table suivante, on a inscrit quelques-uns des résultats théoriques de Russell. On en a ajouté d'autres en se servant de sa formule et des valeurs de f données dans ses tables. Ainsi les valeurs pour la distance de 1,5 cm et toutes les valeurs pour les sphères de 15 et 30 cm ont été calculées de cette manière.

Table 26.

Long. d'étincelles en cm.	Sphères de 2 cm.		Sphères de 15 cm.		Sphères de 20 cm.		Sphères de 30 cm.	
	Voltage maximum		Voltage maximum		Voltage maximum		Voltage maximum	
	Valeurs théoriques de Russell	Valeurs expérimentales	Valeurs théoriques de Russell	Valeurs expérimentales	Valeurs théoriques de Russell	Valeurs expérimentales	Valeurs théoriques de Russell	Valeurs expérimentales
0,1	4,5	4,39	4,58	4,29	4,6	4,24	4,6	4,22
0,5	17,0	16,13	19,38	15,69	19,4	15,73	19,6	15,70
1,0	28,8	28,45	37,19	28,6	37,7	28,63	38,05	28,55
1,5	—	—	54,12	40,92	55,08	41,07	55,92	41,13

L'accord entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales n'est pas très satisfaisant. Dans plusieurs cas il y a des différences qui dépassent 35 %.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

N.-B. — Pour la bibliographie antérieure à 1900, voir Winkelmann. Handbuch der Physik, 2 Auf. 2 [2] 454-653.

1900

- A. Orgler.** Zur Kenntniss des Funkenpotentials in Gasen. Ann. der Physik (4) 1. p. 159.
- R. Swyngedauw.** Sur le retard de décharge. J. de Phy. 3, (9), p. 487.
- E. Warburg.** Über die Wirkung der Strahlung auf Funkenentladung. Verh. Deut. Phys. Ges. (2), p. 212.
- J. J. Thomson.** The Genesis of Ions in the Discharge of Electricity through Gases. Phil. Mag. (5), 50, p. 278.
- A. Stragliati.** Über den Einfluss der Strahlungen auf die Schlagweite in Luft. Fort. der Phys. 1900, (2), p. 456.
- P. Cardani.** Sulla Resistenza delle Scintille. Nuovo Cimento (4), 11, p. 113.
- K. R. Johnson.** Constanz oder Inconstanz des Funkenpotentials. Ann. der Physik (4), 3, p. 461.
- J. W. Humphreys.** Spark-Length of an Electric Influence Machine as Modified by a Small Spark from the Negative Side. Phys. Rev. 10, p. 311.
Spark-Length as modified by Solid Dielectrics. Phy. Rev. 11, p. 79.
- R. J. Strutt.** On the Least Potential Difference Required to Produce Discharge through Gases. Proc. Roy. Soc. London, 65, p. 446.

1901

- K. R. Johnson.** Sur les conditions de formation de décharges disruptives. Ecl. Elec. 26, p. 393.

- J. Koenigsberger.** Über die Abhängigkeit der Dielektricitäts-constante etc. von Druck und Temperatur. *Ann. der Physik* (4), 5, p. 113.
- Karl Bädeker.** Dielektricitätsconstante einiger Gase und Dämpfe in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. *Z. S. für Ph. Chem.* 36, p. 305.
- S. Guggenheimer.** Note on Spark Discharge. *Phil. Mag.* (6), 2, p. 311.
Zur Theorie der Funkenentladung. *Ph. Z. S.* 2, p. 706.
- R. F. Earhart.** The Sparking Distance between Plates for Small Distances. *Phil. Mag.* (6), 1, p. 147.

1902

- W. C. Carr.** The P. D. required to Produce Discharges in Air and Other Gases. *Roy. Soc. Canada*, p. 26.
- M. Toepler.** Grenzpotential der elektrischen Entladung in Luft. *Ann. der Physik* (4), 7, p. 477.
- A. Hemptinne.** Influence de la pression sur la décharge électrique dans les gaz. *Fort. der Phy.* (2), p. 250.
- E. Jona.** Distanze esplosive nell'Aria, negli Olii ed altri Liquidi Isolanti. *Atti dell'Associazione Elettrotecnica Italiana*, vol. 6, p. 3.
- R. F. Earhart.** Sparking Distances between Plates for Small Distances. *Phy. Rev.* 15, p. 163.
- Bordier.** Action des radiations ultra-violettes sur la décharge électrique. *Ecl. Elec.* 32, p. 353.
- E. Lecher.** Beeinflussung des elektrischen Funkens durch Elektrisierung. *Ann. der Physik* (4), 9, p. 442.
- J. Stark.** Einfluss des Electrodenmetalls auf die Anfangsspannung. *Ph. Z. S.* 3, p. 504.
Der sogenannte Übergangswiderstand der Funkenentladung. *Ph. Z. S.* 3, p. 507.
- H. A. Wilson.** On the Electrical Conductivity of Air. *Fort. der Phy.* 57 (2), p. 547.
- M. Cantor.** Über den Einfluss von Becquerelstrahlen in elektrischen Feldern auf die Funkenentladung. *Ann. der Physik* (4), 9, p. 452

- K. R. Johnson.** Quelques remarques sur les conditions de formation de décharge disruptive. *Ecl. Elec.* 30, p. 385.
- A. Mœhlmann.** Über die Austrahlung hochgespannter Wechselströme von hoher Frequenz aus Spitzen. *Ann. der Physik* (4), 8, p. 768.
- J. S. Townsend.** The Conductivity produced in Gases by the Aid of Ultraviolet Light. *Phil. Mag.* (6), 3, p. 557.
- K. Wesendonck.** Über den Einfluss eines dielektrischen Körpers zwischen den Kugeln eines Spinterometers auf die Funkenlänge. *Ann. der Physik* (4), 19, p. 214.
- G. A. Hemsalech.** La constitution de l'étincelle électrique. *J. de Phy.* (4), 1, p. 76.

1903

- W. C. Carr.** On the Laws Governing Electric Discharges in Gases at Low Pressures. *Proc. Roy. Soc.* 71, p. 374.
- H. Starke.** Über elektrische Funkenentladungen. *Z. S. für Instkde* 23, p. 54.
- J. Lemenov.** Sur la projection de la matière autour de l'étincelle électrique. *C. R.* 136, p. 926.
- J. S. Townsend.** The Genesis of Ions by the Motion of Positive Ions in a Gas and a Theory of the Sparking Potential. *Phil. Mag.* (6), 6, p. 358-361, 598-618.
- N. R. Campbell.** Some Experiments on the Electric Discharge from a Point to a Plate. *Phil. Mag.* (6), 6, p. 618.
- J. de Kowalski.** Sur les décharges électriques dans l'air. *Ecl. Elec.* 37, p. 403.
- E. Bouty.** Sur la cohésion diélectrique des gaz. *C. R.* 136, p. 40.
- R. Swyngedauw.** Influence de la vitesse de charge d'un excitateur sur l'allongement de sa distance explosive. *J. de Phy.* (4), 2, p. 108.
- M. Toepler.** Über Funkenlängen und Anfangsspannungen in Luft von Atmosphärendruck. *Ann. der Physik* (4), 10, p. 730.
- W. Lébédinsky.** L'action des radiations diverses sur l'étincelle électrique. *J. de Phy.* (4), 2, p. 249.
- E. Pasquini.** Messung der Entladungspotentiale. *Ph. Z. S.* 4, p. 375.

1904

- J. Semenov.** Le mouvement de la matière dans l'étincelle électrique. J. de Phy. (4), 3, p. 125.
Recherches expérimentales sur l'étincelle électrique. Ann. de chim. et phys. (8), 2, p. 345.
- J. de Kowalski.** Sur la décharge disruptive à très haute tension. C. R. 138, p. 487.
- A. Grousinzew.** Über das Entladungspotential. Ann. de l'U. de Kharkow, 50, p. 81.
- P. E. Shaw.** The Sparking Distance between Electrically Charged Surfaces. Proc. Roy. Soc. 73, p. 337.
- D. M. Sokoltzow.** Über Funkenentladung in Luft bei normalem Druck und ihre Beeinflussung durch Radium. Fort. der Physik, p. 180.
- W. Voege.** Über den Zusammenhang von Schlagweite und Spannung. Ann. der Physik (4), 14, p. 556.
- B. Walter.** Über das elektrische Durchschlagsgesetz für atmosphärische Luft. E. T. Z. 25, p. 874.
- W. Weicker.** Das Durchschlagsgesetz für atmosphärische Luft. E. T. Z. 25, p. 947.
- C. Baur.** Das Gesetz der elektrischen Durchschläge. E. T. Z. 25, p. 527.
- H. Grob.** Über das elektrische Durchschlagsgesetz für atmosphärische Luft. E. T. Z. 25, p. 931.
- E. Warburg.** Bemerkung über die Spitzenentladung. Verh. D. Phy. Ges. 6, p. 209.
- H. J. Ryan.** The Conductivity of the Atmosphere at High Voltages. Trans. Am. Inst. of El. Eng. 23, p. 101.

1905

- B. Walter et W. Voege.** Über die Beziehung zwischen Schlagweite und Spannung. E. T. Z. 26, p. 243.
- G. Benischke.** Ueber die Beziehung zwischen Schlagweite und Spannung. E. T. Z. 26, p. 292.
- R. Schroeder.** Das elektrische Durchschlagsgesetz für atmosphärische Luft. E. T. Z. 26, p. 19.

- W. Voege.** Beeinflussung grösserer Funkenstrecke durch ionisierende Körper und der Übergangswiderstand. Ph. Z. S. 6, p. 273.
- C. E. Guye et H. Guye.** Recherches sur la décharge disruptive dans les gaz aux pressions élevées. Arch. sc. phys. et nat. (4), 20, p. 5-27, 111-127.
Sur la rigidité électrostatique des gaz aux pressions élevées. C. R. 140, p. 1320.
- J. E. Almy.** The Influence of Electrodes upon Spark Potentials. Phy. Rev. 20, p. 382.
- G. M. Hobbs.** Relation between Potential Difference and Spark-Length for small Values of the Latter. Phy. Rev. 20, p. 382.
- E. Warburg.** Über die Wirkung der Bestrahlung. Ann. der Physik (4), 18, p. 128.
- J. de Kowalski.** Les phénomènes qui accompagnent les décharges électriques dans l'air. Soc. Franç. de Phy. N° 231, p. 9.
- E. Bouty.** Passage de l'électricité à travers les couches gazeuses de grande épaisseur. C. R. 141, p. 312.
- A. A. Robb.** On the Conduction of Electricity through Gases between Parallel Plates. Phil. Mag. (6), 10, p. 237, 664.
- J. Stark.** Der Stand der Forschung über die Elektrizität in Gasen. Ph. Z. S. 6, p. 761.
Elektrizität in Gasen. Winkelmann, Handbuch der Physik, 2 Auf. 2, [2], p. 454-653.
- P. Langevin.** Recherches récentes sur la théorie de la décharge disruptive. Soc. Franç. de Phy. N° 224, p. 2.
- H. W. Fischer.** Spark Distances Corresponding to Different Voltages. Trans. Int. Elect. Congr. St-Louis, 1904, 2, p. 294.
- C. Kingsley.** Short Spark Discharges. Phil. Mag. (6), 9, p. 692.

1906

- Th. Schwedow.** Ballistische Theorie der Funken. Ann. der Physik (4), 19, p. 918.
- M. Toepler.** Über Funkenspannungen. Ann. der Physik (4), 19, p. 191.
Zur Kenntnis der Gesetze der Gleitfunkenbildung. Ann. der Physik (4), 21, p. 193.

- H. Sieveking.** Beiträge zur Theorie der elektrischen Entladung in Gasen. Ann. der Physik (4), 20, p. 209.
- K. v. Wesendonck.** Einige Bemerkungen zur Iontentheorie der elektrischen Entladungen. Ph. Z. S. 7, p. 112.
- L. Cassuto et A. Occhialini.** I potenziali esplosivi ad alte pressioni. Legge di Paschen. Lincei Rend. (5), [2], p. 715.
- E. Bouty.** Sur une expérience de Hittorf et sur la généralité de la loi de Paschen. C. R. 142, p. 1265.
- R. F. Earhart.** Spark Potentials between a Point and a Plane for small Distances. Am. Ass. for the Adv. of Science, Ithaca.
- J. S. Townsend.** The Field of Force in a Discharge between Parallel Plates. Phil. Mag. (6), 11, p. 729.
- J. Algermissen.** Über das statische Funkenpotential bei grossen Schlagweiten. Verhältniss von Schlagweite und Spannung bei schnellen Schwingungen. Ann. der Physik (4), 19, p. 1007 et 1016.
- J. J. Thomson.** Conduction of Electricity through Gases, p. 430.
- J. Herweg.** Über die Herabsetzung des Funkenpotentials durch Bestrahlung der Funkenstrecke. Ph. Z. S. 5, p. 924.
- C. E. Guye et H. Guye.** Über die elektrostatische Festigkeit bei hohen Drucken. Ph. Z. S. 7, p. 62.
- A. W. Ewell.** Conductivity of Air in a Strong Electric Field. Am. J. of Science, p. 368.
- A. Russell.** The Dielectric Strength of Air. Phil. Mag. (6), 11, p. 237.

1907

- F. Müller.** Über den Einfluss des Elektrodenmetalls auf die Entladungsspannung des elektrischen Funkens. Journal d. russ. phy. chem. Ges. 39.
- M. Toepler.** Funkenspannungen. Ann. der Physik (4), 22, p. 119.
- J. E. Almy.** Spark Discharges in Gases and Vapors. Phys. Rev. 24, p. 50.
- W. Voëge.** Untersuchung über die Durchbruchfestigkeit der Gase in ihrer Abhängigkeit vom Gasdrucke. E. T. Z. 28, p. 578.
- K. v. Wesendonck.** Über einige Beobachtungen des Herrn Palmer betreffend die Vergrösserung der Schlagweite elektrisirter Funken. Ph. Z. S. 8, p. 395.

- H. Wagner.** Sur la loi de Paschen. J. de Phy. 6, p. 615.
M. Toepler. Die Vergrößerung der Schlagweite elektrisierter Funken. Ph. Z. S. 8, p. 847.
Trowbridge. Electrical Discharges. Contrib. Jeff. Phy. Lab. Harv. Un. 3, p. 020.
D. v. Gulik. Die Spitzenwirkung für positive und negative Elektrizität. Z. S. f. phys. u. chem. Unt. 20, p. 315.

1908

- J. Zeleney.** Discharge of Electricity from Pointed Conductors. Phy. Rev. 26, p. 129.
R. F. Earhart. P. D. for Discharges between a Needle Point and a Plane Surface, for very Small Distances. Phy. Rev. 26, p. 195.
J. E. Almy. Minimum Spark Potentials. Phil. Mag. (6), 16, p. 456.
R. F. Earhart. Discharge from an Electrified Point and the Nature of the Discharge occurring through very small distances. Phil. Mag. (6), 16, p. 48.
M. Esch. Über den Vorprozess und die Verzögerung bei der Funkenentladung. Beiblätter 32, p. 969.
L. Cassuto et A. Occhialini. Die Entladungspotentiale bei hohen Drucken. Beiblätter 32, p. 970.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	7
------------------------	---

PREMIÈRE PARTIE

Chap. I. — Méthodes et appareils	15
Chap. II. — Détermination du rapport de la valeur maxima à la valeur efficace.	25
Chap. III. — Tables et courbes des potentiels explosifs .	33
Chap. IV. — Détermination du rapport de transformation	52
Chap. V. — Table et courbe des potentiels explosifs déter- minés avec le rapport de transformation	54
Chap. VI. — § 1. — Effet d'un champ magnétique parallèle au chemin de la décharge	59
§ 2. — Effet d'un champ magnétique per- pendiculaire au chemin de la décharge .	62
§ 3. — Effet du soufflage sur les potentiels explosifs	64

DEUXIÈME PARTIE

Chap. VII. — § 1. — Formules pour déterminer la chute maxima de potentiel entre des électrodes sphériques	68
§ 2. — Tables des valeurs du facteur S_1 .	78
§ 3. — Tables des valeurs du coefficient de rigidité diélectrique de Russell . . .	84
§ 4. — Comparaison des valeurs théoriques de Russel avec nos valeurs expérimentales	91
Index bibliographique	93

CURRICULUM VITAE

Je suis né en 1880, à Chicago, Etats-Unis; je suis fils de Ferdinand Rappel et de son épouse, née Catherine Rohrmaier.

J'ai fait mes études secondaires à St. Mary's Institute, Dayton, Ohio. J'y fus promu au grade de *Bachelor of Arts*, en 1902, et au grade de *Master of Arts*, en 1905.

J'ai été immatriculé à la faculté des sciences de l'Université de Fribourg (Suisse), au semestre d'hiver 1905. J'y fus promu au grade de *licencié ès sciences*. Dans l'hiver de 1907 j'ai été nommé assistant à l'Institut de physique de l'Université de Fribourg (Suisse). Tout en étant assistant j'ai préparé la présente thèse qui m'a valu le titre de *docteur ès sciences*, après l'examen oral subi à la fin du semestre d'hiver 1908-1909.

J'ai suivi les cours et fréquenté les laboratoires de MM. les professeurs : Bistrzycki, Daniëls, de Kowalski et Dalemont. A tous ceux qui furent mes maîtres, j'offre mes remerciements bien sincères.

